

# 東北日本下における太平洋スラブの地震波速度・減衰構造と地震活動の関係

著者	椎名 高裕
学位授与機関	Tohoku University
学位授与番号	11301甲第16744号
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/64127">http://hdl.handle.net/10097/64127</a>

博士論文

東北日本下における太平洋スラブの地震波速度・  
減衰構造と地震活動の関係

椎名 高裕

平成 27 年



博士論文

東北日本下における太平洋スラブの地震波速度・  
減衰構造と地震活動の関係

Seismic velocity, attenuation and seismicity  
in the Pacific slab beneath northeastern Japan

東北大学大学院理学研究科  
地球物理学専攻

椎名 高裕

論文審査委員

松澤	暢	教授（指導教員・主査）
中島	淳一	教授（東京工業大学）
趙	大鵬	教授
日野	亮太	教授
中原	恒	准教授

平成 27 年

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，松澤暢教授ならびに東京工業大学の中島淳一教授には，研究の初期段階より熱心なご指導と激励を賜りました．また，さまざまな場での発表や国内外の多くの研究者との議論をする機会をいただきました．心より感謝申し上げます．趙大鵬教授には地震波速度トモグラフィ法のプログラムをご提供いただいたほか，結果の解釈に際して貴重なご意見を頂きました．深く感謝申し上げます．

長谷川昭名誉教授，海野徳仁教授，日野亮太教授，岡田知己准教授には日頃より多くのご助言や議論をさせていただきました．佐藤春夫名誉教授，西村太志教授，中原恒准教授，山本希准教授，豊国源知博士，高木涼太博士には，波形計算や解析を行う際に有益なご助言をいただきました．心より感謝申し上げます．

海洋研究開発機構の木村純一博士には，海洋性地殻の地震波速度の推定結果の解釈や構造と水循環の関係について数多くの議論やご助言をいただきました．広島大学の北佐枝子博士には，北海道の地震波速度構造をご提供いただいたほか，地震波速度構造とスラブ内地震について議論をさせていただきました．防災科学技術研究所の武村俊介博士と海洋研究開発機構の三好崇之博士には，スラブ内地震の後続波の観測や検討方法などについて貴重なご助言をいただきました．Minnesota 大学の和田郁子博士には，沈み込み帯の温度構造についてご助言をいただきました．東京工業大学の岡元太郎博士には，波形計算について多くのご助言をいただきました．深く感謝申し上げます．

茨城大学の宮下芳名誉教授，河原純教授，山田卓司准教授には，数多くのご助言をいただきました．特に河原教授には学部生のことより変わらず励ましの言葉をいただきました．心より感謝申し上げます．

本研究の解析には気象庁一元化震源および東北大学理学研究科地震・噴火予知研究観測センターで収録されている基盤地震観測網の地震波形記録を使用させていただきました．センターでデータの収録の維持・管理に努力されてきた職員の皆さまに，心より感謝いたします．技術職員の海田俊輝氏，河野俊夫氏，鈴木秀市氏，出町知嗣氏，中山貴史氏，平原聡氏には観測機器のメンテナンス作業や実地での観測を経験する機会を数多く提供いただきました．深く感謝するとともにお礼申し上げます．

東北大学理学研究科地震・噴火予知研究観測センターならびに固体地球物理学講座の職員，学生の皆さまには，日頃から多くの有益なご助言と協力をいただきました．特に，久保田達矢氏には修士課程入学当初から多くの励ましをいただきました．また，後輩の中村航氏や畠山範重氏には震源過程について，才田悠人氏には地震波減衰について様々な議論させていただきました．博士論文の作成にあたり，前田純伶氏，疋田雅大氏，大久保祐一氏，鳥本達矢氏，山本龍典氏にご助力いただきました．ここに記して感謝申し上げます．

本論文で使用する一部の図の作成の際には P. Wessel 博士と W.H.F. Smith 博士による GMT を使用させていただきました．記して感謝いたします．

博士課程在学中は日本学術振興会特別研究員科学科研費（26・3815）の多岐にわたる支援を受けました．記して感謝いたします．最後に，絶えずあたたかい言葉で励まし，見守ってくれた両親と祖父母に感謝いたします．

## 概要

沈み込み帯における地震・火成活動には、沈み込む海洋プレートとともに沈み込む物質が重要な役割を果たしている。特に含水鉱物として運ばれる水は、上面地震帯や二重深発地震面などのスラブ内地震活動、および島弧マグマ活動と密接に関係していると考えられている。一方で、水の存在は地震波速度や地震波減衰などの異常として観測される。このため、各地の沈み込み帯で詳細な地震波速度・減衰構造の推定が精力的に行われており、沈み込むプレート内の水の分布や、水循環過程、地震・火成活動への水の寄与などが明らかになりつつある。

東北日本は世界的にみて沈み込み帯で観測される地震・火山現象に対する理解が進んでいる地域の一つである。例えば、マントルウェッジ内の微細構造の推定から、不均質構造とマントル対流や島弧マグマの生成・上昇過程との関係など、多くのことが検討され、マントルウェッジから島弧地殻にかけての水やメルトの上昇経路が議論されている。これに対して、東北日本下に沈み込んでいる太平洋プレート（スラブ）内部の詳細な不均質構造は、マントルウェッジに比べその理解は十分でない。これは、スラブ最上部に位置する海洋性地殻など、特徴的な構造が局在化し、また、マントルウェッジとスラブの不均質構造の影響を分離することが困難であることが要因の一つである。一方で、スラブの沈み込みは、多くの流体・揮発性物質を地球内部へ運び込む地球上で最も重要なプロセスである。特に海洋性地殻やスラブマントルに含水鉱物として取り込まれた水は、地球内部へ運ばれ、温度と圧力の増加に伴い周囲へ水を解放する。含水鉱物やこのようにして放出された水は地震波速度や減衰の構造不均質として観測されることが知られており、また、近年、スラブ内部の地震波不均質構造とスラブ内地震の分布の関係が徐々に明らかになりつつある。したがって、太平洋スラブの構造（地震波速度および地震波減衰構造）を明らかにすることは、沈み込み帯の水や物質の循環過程、およびスラブ内地震の発生メカニズムを理解する上で非常に重要となる。

そこで本研究では、沈み込み帯における水循環やスラブ内発生メカニズムの解明を目的として、太平洋スラブの詳細な不均質構造の推定に取り組んだ。具体的には、海洋性地殻の地震波速度構造と太平洋スラブの地震波減衰構造の推定を試みた。

第1章では、沈み込み帯の不均質構造と地震活動に関する現状についてまとめた。また、本研究の目的と構成を記した。

第2章では、東北地方と北海道東部において、海洋性地殻の地震波速度構造の推定について述べる。本研究ではまず、東北地方で観測される太平洋スラブの上部境界でのPS変換波の到達時刻を読み取り、その後、地震波走時トモグラフィ法により海洋性地殻のP波速度を推定した。次に、北海道東部のスラブ内地震において観測される後続波に注目し、この波群の伝播経路や発生の原因の検討を行った。その結果、この波群が海洋性地殻を伝播したガイド波であることを明らかにした。本研究ではさらに、この波群の到達時刻の差から北海道東部における海洋性地殻の地震波速度を推定した。これにより、東北地方のP波速度として、前弧域下で6.5-7.5 km/s、背弧域下で7.5-8.5 km/sを得た。一方で、北海道東部では前弧域下におけるP波速度、S波速度、 $V_p/V_s$ は、それぞれ6.5-8.0 km/s、

3.5-4.0 km/s, 1.80-1.85 程度と見積もられた．両地域において，海洋性地殻の速度は深さとともに徐々に速くなるという特徴を示し，東北地方では深さ 100 km 以浅，北海道東部では深さ 80 km 以浅では海洋性地殻を構成する含水鉱物から期待される地震波速度よりも 15 % 程度遅く，これよりも深い領域では含水鉱物から期待される速度にほぼ一致する．これらの結果は，東北地方下と北海道下に沈み込む海洋性地殻では深さ 80-100 km 以浅では，含水鉱物に加え 1 vol% 程度の流体の水が存在することを示唆する．さらに，このような顕著な速度低下域の分布は，上面地震帯の分布と対応しているようにもみえる．含水鉱物の脱水が深さ 100 km 付近で生じることを考えると，低速度域の分布と地震活動の対応は海洋性地殻内で発生する地震の発生メカニズムとして脱水脆性化説を支持するものであると考えられる．また，両地域下の深さ 80-100 km 付近の P 波速度は，東北地方に比べ北海道東部でやや速い．これは北海道下に沈み込む太平洋プレートの斜めに沈み込み起因する，海洋性地殻やマントルウェッジの温度構造の違いを反映していると考えられる．

第 3 章では，東北地方下における太平洋スラブの地震波減衰構造の推定について述べる．ここでは，同じような伝播経路を持つ 2 つのスラブ内地震の観測スペクトルの比をとることでマントルウェッジ以浅の減衰の影響やサイト特性を打ち消し，イベント間の特性として，太平洋スラブの P 波減衰を推定した．なお，減衰を推定する際に必要となるコーナー周波数は，S 波コーダスペクトル比法により推定したものを使用した．解析の結果，太平洋スラブ内部の平均的な P 波減衰として  $Q_p^{-1} = 0.016 \pm 0.051$  を得た．なお，本解析では解析データ全体の約 35% で負の減衰 ( $Q_p^{-1} < 0$ ) が推定された．ただし，これらの負の減衰はコーナー周波数の推定誤差や仮定したモデルスペクトルでは再現できない現実の複雑な震源過程（ゆらぎ）に起因する不確性の影響が影響していると考えられる．次に，推定されたイベント間の P 波減衰を用いて，東北日本下における太平洋スラブの 3 次元 P 波減衰構造の推定した．ここで，トモグラフィを行う際には，減衰が負となるデータも使用した．これは，震源スペクトルのゆらぎなどによって推定される負の減衰を解析データからはずすことで 3 次元構造として P 波減衰を過大評価する恐れがあるためである．推定された P 波減衰分布をみると，太平洋スラブ最上部付近（スラブ上部境界から 10 km）ではスラブマントル中央部（スラブ上部境界から 35 km）よりも大きな減衰が推定された．また，上面地震帯や 2003 年宮城沖地震（M 7.1）の震源域近傍では周囲に比べて P 波減衰が大きくなる傾向がある．流体や蛇紋岩の存在は減衰を大きくすることが知られており，また，これらの領域では地震波の低速度や高  $V_p/V_s$  が推定されている．したがって，本解析の結果は地震波速度とは独立した情報としてスラブ内地震の震源域周辺には含水鉱物や流体の水が存在していることが強く示唆している．

第 4 章では，本研究で推定した海洋性地殻の地震速度構造と太平洋スラブの P 波減衰をもとに太平洋スラブ内地震の発生メカニズムや水循環過程について考察した．

本研究では，後続波の適用やスペクトル比法を使用することにより，太平洋スラブの地震波速度・減衰構造を高い空間分解能で推定することに成功した．得られた結果は，深さ 70-100 km の海洋性地殻内やスラブ内地震の発生域周辺で水や含水鉱物が存在することを示しており，スラブ内地震の発生には水が深く関与していることが明らかになった．これらの成果は，スラブ内地震の発生メカニズムや沈み込み帯における水循環過程の理解をさらに進展させる上で極めて重要な観測事実である．

# 目次

謝辞	i
概要	ii
目次	v
第 1 章 序論	1
第 2 章 海洋性地殻の地震波速度	6
2.1 はじめに	6
2.2 東北地方における海洋性地殻の P 波速度	7
2.2.1 PS 変換波の観測	7
2.2.2 解析手法の概要	8
2.2.3 結果	9
2.2.4 議論	9
2.3 北海道東部下における海洋性地殻の地震波速度	11
2.3.1 海洋性地殻内部を伝播するガイド波の同定	11
2.3.2 数値実験による後続波の伝播過程の検証	14
2.3.3 海洋性地殻の地震波速度の推定	17
2.4 まとめ	21
第 3 章 太平洋スラブの地震波減衰構造	55
3.1 はじめに	55
3.2 解析手法の概要	57
3.2.1 コーナー周波数の推定	57
3.2.2 地震波減衰の推定	59
3.2.3 地震波減衰トモグラフィ	61
3.3 太平洋スラブにおける P 波の減衰	62
3.3.1 コーナー周波数の推定	62
3.3.2 減衰の推定	63
3.3.3 議論	66
3.4 太平洋スラブの 3 次元地震波減衰構造	70
3.4.1 解析手法の概要	70
3.4.2 解の信頼性	70
3.4.3 結果と議論	71
3.5 まとめ	72
3.5.1 解析の結果	72
3.5.2 課題と今後の展望	73

第 4 章 議論	98
4.1 海洋性地殻の不均質構造と水の分布 . . . . .	98
4.2 海洋性地殻の地震活動と周辺域の不均質構造 . . . . .	100
4.3 水循環過程に対する考察 . . . . .	101
4.4 今後の展望 . . . . .	102
第 5 章 結論	104
Appendix A	106
参考文献	119

## 第 1 章 序論

沈み込み帯における地震・火成活動には、沈み込む海洋プレート（スラブ）とともに地球内部へ運び込まれた物質（特に水  $\text{H}_2\text{O}$ ）の存在が重要な役割を果たしていると考えられている（e.g., Hacker et al., 2003; Kimura and Nakajima, 2014）．例えば、二重深発地震面（e.g., Hasegawa et al., 1978; Brudzinski et al. 2007）や上面地震帯（Kita et al., 2006）に代表されるスラブ内の特徴的な地震活動域の形成には蛇紋岩などの含水鉱物の脱水を伴う相転移や脱水により生じた流体が寄与していることが指摘されている（e.g., Hacker et al., 2003; Yamasaki and Seno, 2003; Kimura and Nakajima, 2014）．また、地球内部における水の存在は、地震波速度（e.g., Nakajima et al., 2001）や電気伝導度（e.g., McGary et al., 2014）の異常として観測されることが知られている．

東北日本や北海道が属する東北日本は太平洋プレートの沈み込み帯に位置し、世界で最も地震・火山活動が活発な地域の一つである．両地域では防災科学技術研究所の Hi-net に代表される稠密な基盤的地震観測網（Obara et al., 2005）やそれ以前から東北大学や北海道大学、弘前大学などにより展開されてきた定常的な地震観測網によって、良質かつ多量の地震観測データが蓄積されている．また、計算機の発達、複雑な構造モデルの構築や大規模なデータ処理を必要とする解析の適用範囲を広げ、これまで蓄積されたデータを有効に活用することを可能にした．その結果、沈み込む太平洋プレートとそこから放出される流体により引き起こされる島弧マグマ活動に関係する詳細な構造のイメージングが精力的に行われ、東北日本は世界的にみても最も地震学的な理解の進んだ沈み込み帯の一つとして知られている．

東北日本下の不均質構造に関する研究は盛んに行われてきた．例えば、地震波走時トモグラフィによる 3 次元的速度構造のイメージング（e.g., Zhao et al., 1992; Nakajima et al., 2001）は、大陸地殻やマントルウェッジの不均質構造および島弧マグマの生成・上昇過程に関する重要な知見をもたらしている．また、地震波減衰構造の推定（e.g., Tsumura et al., 1996, 2000; 羽田, 2012; Nakajima et al., 2013; Liu et al., 2014）も進みつつあり、マントルウェッジにおいて低速度域と対応する高減衰領域が見出され、不均質構造と温度や流体（メルト）の関係が議論されている．加えて、S 波スプリッティング解析（e.g., Nakajima and Hasegawa, 2004; Nakajima et al., 2006）や異方性トモグラフィ（e.g., Hung et al., 2011）、および地殻熱流量観測に基づいた数値モデリング（Peacock and Wang, 1999; Wada et al., 2009, 2015）などにより、東北日本下のマントル対流の理解が進み、マントルウェッジの斜めの低速度・高減衰域は、スラブの沈み込みに伴い生じたマントルウェッジ内部の二次対流の上昇部分に相当し、そこには最大で数 vol% のメルトが存在すると考えられている（e.g., Hasegawa et al., 1991; Hasegawa and Nakajima, 2004; Nakajima et al., 2013）．

太平洋スラブやその周辺域で発生する地震についても、多くのことが明らかになりつつある．例えば、スラブ内の二重深発地震面（e.g., Hasegawa et al., 1978）の存在は、沈み込み帯における特徴的な地震活動の一つである．東北日本下では、二重深発地震面の上面では down-dip compression の、下面では down-dip tension のメカニズム解を持つ地震

が発生することが知られており、これはスラブのベンディングなどに起因する応力場の不均質を反映するものであると考えられている。また、詳細な地震活動の分布やメカニズム解の検討から、二重深発地震面上面の深さ 70-90 km 付近での特に活発な地震活動（上面地震帯 (Kita et al., 2006; Hasegawa et al., 2007)）や深さ 150 km 付近での小規模なクラスター (Nakajima et al., 2013)、スラブ上部境界の極近傍で正断層型の地震の発生 (Igarashi et al., 2001) などが発見されており、このようなスラブ内地震活動には、含水鉱物の脱水反応やそれにより周囲に放出される流体の存在が関与していると考えられている (e.g., Wang, 2002; Hacker et al., 2003; Kita et al., 2006)。

一方で、速度トモグラフィ (e.g., Zhang et al., 2004; Tsuji et al., 2008) やレシーバー関数解析 (e.g., Tonegawa et al., 2006; Kawakatsu and Watada, 2007) を中心とする解析により、太平洋スラブ内部やその周辺域の不均質構造も明らかになりつつある。Tsuji et al. (2008) や Nakajima et al. (2009c) などでは、DD トモグラフィ法 (Zhang and Thurber, 2003) を用いて太平洋スラブの速度構造を推定し、スラブ最上部に、海洋性地殻に対応する顕著な S 波の低速度域が存在し、それが深さ 80 km 程度まで分布していることを明らかにした。また、Nakajima et al. (2009a) では、この低速層が東北日本から関東地方まで連続的に分布することを示し、関東地方下ではこの低速度域の下限が急激に深くなることを見出した。このような特徴は上面地震帯に代表される海洋性地殻内部の活発な地震活動分布でも確認できる (Hasegawa et al., 2007)。また、西南日本やカスカディア下の海洋性地殻では 2.0 を越えるような  $V_p/V_s$  が観測されており (e.g., Audet et al., 2014)、東北日本下の地殻でも 1.90 程度の値が推定されている (Tsuji et al., 2008)。一方で、Zhang et al. (2004) は太平洋スラブマントル内部の構造を議論しており、二重深発地震面下面の地震発生域近傍では P 波速度が低下するとともに  $V_p/V_s$  が小さくなることを示した。このような特徴は北海道下においても観測されている (Nakajima et al., 2009c)。

上述したような一連の研究により、東北日本下の太平洋スラブ内部では、地震波の不均質構造（特に低速度域の存在）と地震活動が極めてよい対応関係にあることが明らかになった (Fig. 1.1)。このような地震学的観測に基づいた解析に加え、地球化学、あるいは岩石実験などの物質科学的な知見 (e.g., Hacker et al., 2003; Yamasaki and Seno, 2003; Abers et al., 2013; Kimura and Nakajima, 2014) から、スラブ内地震の発生には水の存在が寄与していると考えられている（脱水脆性化説 (e.g., Kirby et al., 1996)）。このような水と地震発生との関係は、低速度かつ高  $V_p/V_s$  を示す海洋性地殻の存在は明らかになっている、西南日本やカスカディア、ニュージーランドなどの他の沈み込み帯においても明らかになっている (e.g., Shelly et al., 2006; Rondenay et al., 2008; Audet et al., 2009, 2011; Kato et al., 2010)。

東北日本で発生した地震ではしばしば後続波（変換波や反射波，ガイド波）が観測されることが知られており、例えば、太平洋スラブ上部境界で生じる PS 変換波や SP 変換波からスラブ上部境界の形状の推定が行われている (e.g., Matsuzawa et al., 1986, 1990; Zhao et al., 1997)。また、地震波が遅い海洋性地殻では地殻内部にトラップされた波群が観測されることが知られており (e.g., Fukao et al., 1983; Hori et al., 1985; 1990; Ohkura, 2000; Miyoshi et al., 2012)、ガイド波を用いて海洋性地殻の速度分布が議論されてきた。また、Takemura et al. (2015) では海洋性地殻内部のトラップ波を詳しく解



析し、地殻内部に短波長不均質が存在することを指摘した。これらの研究は、後続波を用いた解析により、初動走時解析では情報を十分に抽出できないスラブ上面の位置や微細構造を明らかにできることを示しており、後続波はスラブの構造解析に強力なツールとなることを意味している。

加えて、比較的浅い領域の地震でも多くの後続波が観測されており (e.g., 清水・前田, 1978; Umino et al., 1995), S 波の反射面として沈み込むプレートの上面深さの推定 (e.g., Obara and Sato, 1988) などに適用されている。また, Umino et al. (1995) では東北地方の太平洋沿岸域下の地震に対して、海底面で S 波から P 波に変換した波群を用いることで、陸域の観測網の外側である海域下で発生した地震の震源深さを精度よく推定する手法を開発した。この方法により、海域下における太平洋スラブ内の地震活動が 2 面を成すこと (二重浅発地震面の存在) が明らかになった (e.g., Gamage et al., 2009) 他、海域下で発生した地震をトモグラフィへ適用する (e.g., Zhao et al., 2011) ことなどが可能となった。

また、前述したとおり、近年、東北日本下において地震波減衰構造の推定が進みつつある (e.g., Tsumura et al., 2000; Nakajima et al., 2013; Liu et al., 2014)。これらの研究により、マントルウェッジではスラブと平行した高減衰域の分布などが推定され、低速度域とよく一致することが明らかになった。これにより、マントルウェッジにおける高減衰・低速度域には高温であることに加え、流体やメルトが存在すると考えられている (e.g., Nakajima et al., 2013)。一方で、太平洋スラブ内部の地震波減衰は、周囲のマントルウェッジに比べると減衰が小さいことがすでに指摘されている (e.g., Utsu, 1966; Utsu and Okada, 1968) もの、スラブ内部の減衰構造はあまりよくわかっていない。一方で、地震波速度の解析 (e.g. Mishra and Zhao, 2003; Zhang et al., 2004; Nakajima et al., 2011) や二重深発地震面などの地震活動から、スラブ内部、特に地震の震源域周辺には流体や蛇紋岩などの含水鉱物が存在することが指摘されている。流体や含水鉱物が存在すると地震波の減衰は大きくなる (e.g., Karato et al., 2003) ため、太平洋スラブの地震波減衰構造を明らかにすることは、スラブ内の含水鉱物や流体の分布の解明や二重深発地震面など、スラブ内地震活動を理解する上でも非常に重要である。

そこで本研究では、沈み込み帯における水循環過程やスラブ内地震の発生メカニズムの解明を目的として、太平洋スラブ内部の詳細な地震波速度・減衰構造の推定を試みる。具体的には、まず、後続波 (PS 変換波とガイド波) を用いて海洋性地殻内部の詳細な地震波速度構造の推定を行い、地殻内部での含水鉱物の分布や地震活動と水の分布を検討する。次いで、太平洋スラブ内部の詳細な減衰構造の推定を目指し、解析手法の構築および高度化を行う。

なお、本論文は以下のような構成である。

第 1 章では、先行研究の概要と本研究の目的を述べた。

第 2 章では、海洋性地殻の地震波速度構造について述べる。ここでは、東北地方と北海道東部における海洋性地殻の速度構造の解析をそれぞれ報告し、地殻の速度の深さ分布や地震活動の対応関係を考察する。

第 3 章では、太平洋スラブ内部の地震波減衰構造について述べる。ここでは、主にスラブ内部の減衰をより精度よく推定するために開発・高度化した手法などについて記述し、得られた結果の解釈を行う。

第 4 章では、議論として、第 2 部、第 3 部で推定した海洋性地殻の地震波速度および太平洋スラブの地震波減衰構造からスラブ内地震の発生メカニズムや沈み込み帯における水循環過程について考察する。

第 5 章では、本論文の結論を述べる。

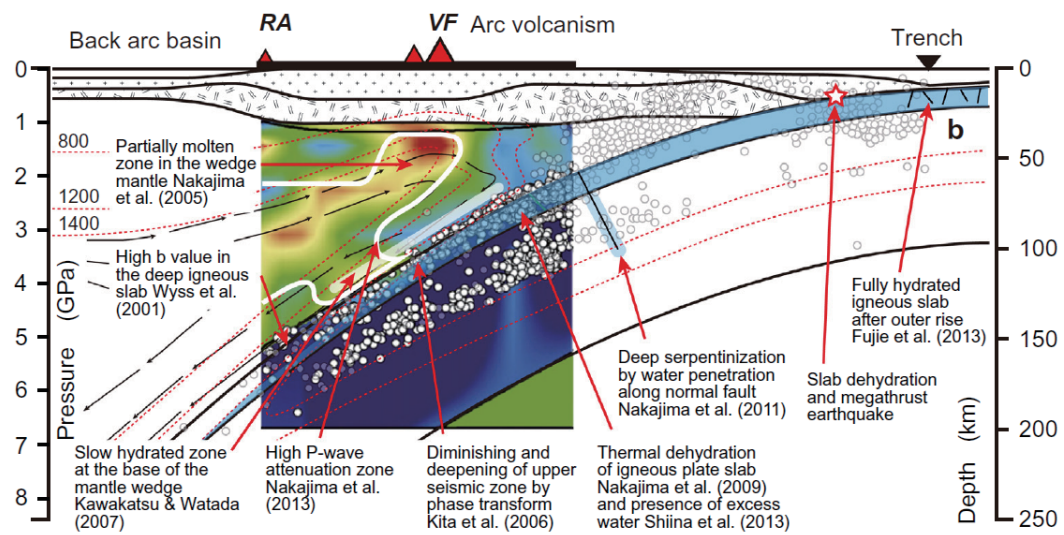


Fig.1.1 東北日本沈み込み帯の地震波速度構造と地震活動，水の分布 (Kimura and Nakajima, 2014) .

## 第 2 章 海洋性地殻の地震波速度

### 2.1 はじめに

東北日本下や北海道下に沈み込む太平洋プレート（スラブ）最上部には，地震波速度の遅い海洋性地殻が深さ 100-150 km 程度まで存在することが知られている (e.g., Matsuzawa et al., 1986; Kawakatsu and Watada, 2007; Tsuji et al., 2008; Nakajima et al., 2009a,c)．また，地殻内部で発生する地震は，深さ 70-90 km で活発な地震活動が観測されている．このような特徴的な地殻内の地震活動は上面地震帯 (Kita et al., 2006) と呼ばれている．

海洋性地殻を構成する主な岩石相は MORB（中央海嶺玄武岩，Mid Ocean Ridge Basalt）である (e.g., Christensen, 1984)．加えて，島弧下に沈み込む海洋性地殻内部には，アウターライズ域での加水 (e.g., Faccenda et al., 2009) などにより生じた（MORB を源岩とする）含水鉱物が存在すると考えられている (e.g., Hacker et al., 2003)．このような含水鉱物の存在は海洋性地殻の地震波速度低下の要因の一つである．一方で，東北日本下や北海道下における温度・圧力条件に対して，海洋性地殻を構成する含水鉱物は深さ 100 km 程度で相転移することが期待される (e.g., Hacker et al., 2003; Kimura and Nakajima, 2014)．この相転移は脱水を伴う反応 (e.g., Hacker et al., 2003; Abers et al., 2013) であり，解放された流体の水は地殻内部の地震活動に寄与していると考えられている (e.g., Kirby et al., 1996; Kita et al., 2006)．

また，海洋性地殻の脱水により生じた水の一部はマントルウェッジへ移動すると考えられている (e.g., Iwamori, 2007)．マントルウェッジへ移動した水は結晶粒間の中隙水や蛇紋岩などの含水鉱物，あるいはウェッジ構成物質の部分溶融により生じたメルトとして存在する (e.g., Tatsumi, 1986; Mibe et al., 1999; Kimura and Nakajima, 2014)．これまでの地震学的な観測に基づいた研究から議論されている，ウェッジ最下部の低速度層 (Kawakatsu and Watada, 2007) やスラブと平行する低速度 (e.g., Zhao et al., 1992; Nakajima et al., 2001; Nakajima and Hasegawa, 2004)，高減衰領域 (e.g., Tsumura et al., 2000; Nakajima et al., 2013; Liu et al., 2014) はそのような流体やメルトの分布を反映したものであると考えられている．したがって，海洋性地殻を構成する含水鉱物の相転移に伴う脱水により生じた水の存在は，マントルウェッジの対流 (e.g., Syracuse and Abers, 2006; Wada et al., 2015) とともに，沈み込み帯における火山の形成や分布に強く影響すると考えられている (e.g., Tatsumi, 1986; Nakajima et al., 2013)．

以上のように，海洋性地殻から脱水した水は海洋性地殻内部の地震活動や島弧マグマ活動と密接に関係していると考えられる．したがって，海洋性地殻の詳細な不均質構造を調べ，地殻を構成する含水鉱物の相転移が生じる深さや水の分布を明らかにすることは，沈み込み帯における水循環および地震活動や島弧マグマ活動を理解する上で非常に重要である．しかしながら，海洋性地殻は厚さ 7 km 程度と薄い層である．このため，レーザ関数解析 (e.g., Kawakatsu and Watada, 2007; Audet et al., 2009) や走時トモグラフィ (e.g., Tsuji et al., 2008; Nakajima et al., 2009a,c) により地震波の低速度域として

明瞭にイメージされてはいるが、地殻内部の詳細な構造やその空間変化はよくわかっていない。一方で、スラブ内で発生したやや深発地震ではしばしば後続波が観測される (e.g., Matsuzawa et al., 1986, 1990; Zhao et al., 1997; Hasemi and Hori, 2010; Miyoshi et al., 2012)。これらの後続波の中には、PS 変換波やガイド波など、海洋性地殻を選択的に伝播した考えられる波群 (e.g., Fukao et al., 1983; Hori et al., 1985; Matsuzawa et al., 1986; Takemura et al., 2014) が知られており、そのような波群を解析することにより、海洋性海洋性地殻に関する情報をより多く抽出することが可能となる。

そこで本研究では、東北日本と北海道で観測されるスラブ内地震の後続波に注目し、これらの波群を解析に適用することで海洋性地殻のより詳細な地震波速度構造の推定を試みた。具体的には、東北日本ではスラブ上部境界での PS 変換波 (Matsuzawa et al., 1986; Shiina et al., 2013; 椎名, 2013) を用いて海洋性地殻の P 波速度を、北海道東部では日高山脈西部で観測されたガイド波 (Shiina et al., 2014) を用いて海洋性地殻の地震波速度をそれぞれ推定した。

## 2.2 東北地方における海洋性地殻の P 波速度

本研究では、まず典型的な沈み込み帯の一つである東北地方 (Fig. 2.1) において太平洋スラブ内地震で観測されるスラブ上部境界での PS 変換波 (Matsuzawa et al., 1986) を用いて海洋性地殻の P 波速度の推定を行った。そこで、本節では解析に使用した PS 変換波に対して観測される特徴や東北地方下で推定した海洋性地殻の P 波速度構造を示し、地殻内の地震活動や水循環との関係を議論する。なお、解析の主な手法や手順は椎名 (2013) に従う。

### 2.2.1 PS 変換波の観測

Matsuzawa et al. (1986) によると東北地方で観測される太平洋スラブ内地震の PS 変換波は、以下のような特徴を持つ。

1. 水平動 (特に radial 成分) に卓越する。
2. ほぼ鉛直に地表面へ入射する。
3.  $T^{PS-P}$  は震央距離によらずほぼ一定 (10 秒程度)。
4. 太平洋沿岸の観測点ほど  $T^{PS-P}$  が小さい。
5. 二重深発地震面下面の  $T^{PS-P}$  は上面のそれに比べて小さい。
6. 背弧側の観測点ではほとんど観測されない。
7. 初動 P 波の半分程度の振幅を持つ場合がある。

とがわかる。ここで、 $T^{PS-P}$  は PS 変換波と P 波の到達時刻差を表す。なお、太平洋スラブ上部境界付近のイベントに対して観測される PS 変換波の伝播経路は Fig. 2.2 のようになる。

そこで、本解析では上述した特徴に基づいて PS 変換波の到達時刻の読み取りを行った。なお、実際に読み取りの手順を記述すると以下のとおりである。

1. 基盤的地震観測網で観測された 3 成分地震波形の取得。
2. 水平 2 成分 (NS 成分, EW 成分) から radial 成分と transverse 成分を合成。
3. これらの波形に 2-12 Hz のバンドパスフィルターを掛ける。

4. back azimuth 毎に観測点を区分し、震央距離を用いてペーストアップを作成．
5. 3 成分の合成波形と振動軌跡から PS 変換波の到達時刻を読み取る．

Fig. 2.3 には、実際に PS 変換波の同定と到達時刻の読み取りを行った波形の例を示す．この図からもわかるように、PS 変換波は水平動成分に卓越した後続波として観測され、また、同一のイベントに対して複数の観測点で観測される．PS 変換波の読み取り精度は平均的にはおおよそ 0.1-0.2 秒程度である．ただし、PS 変換波の立ち上がりがやや不明瞭な場合や振幅が小さい場合では 0.4-0.5 秒程度の読み取り精度となる．本解析では、PS 変換波の読み取り精度に応じた重みをつけて解析に使用した．

### 2.2.2 解析手法の概要

本解析では 2003 年から 2012 年に発生した太平洋スラブ上部境界付近のイベントに対して PS 変換波の同定を試み、結果、305 個のイベントに対して 2,798 個の PS 変換波の到達時刻を読み取ることができた．PS 変換波が観測されたイベントと観測点の分布は Fig. 2.4 に示す．なお、読み取った PS 変換波のデータ数は椎名 (2013) とほぼ同程度である．ただし、同定や到達時刻の読み取りの際に 3 成分波形から合成した RMS エンベロープやランニングスペクトルの変化などを併用することで、読み取りや推定精度の向上をはかった．

このようにして読み取った PS 変換波の到達時刻データに対して、本解析では Zhao et al. (1992) の地震波速度トモグラフィ法を適用し、海洋性地殻の P 波速度の推定を行った．解析手順は椎名 (2013) の通りであるが、解析の簡単な手順を以下に記す．

1. 解析期間中に発生した地震の初動到達時刻を用いて、東北地方下における 3 次元 P 波および S 波速度構造の推定と震源の再決定を行う．
2. 推定した 3 次元速度構造と PS 変換波の読み取り値から、海洋性地殻の P 波速度構造の推定を行う．
3. 手順 2 で推定された海洋性地殻の速度を用いて、3 次元速度構造を更新する．
4. 手順 3 で更新した速度構造を初期値として、再び手順 1 により 3 次元速度構造の推定と震源の再決定を行い、手順 2 により海洋性地殻の P 波速度を推定する．

以上、手順 4 で得られた海洋性地殻の P 波速度構造を本解析の結果として得る．ここで、初動走時トモグラフィに使用した地震の数は 5,194 個、P 波と S 波の読み取り値はそれぞれ 130,150 個、102,169 個である．初動走時トモグラフィで使用した震源と観測点の分布をそれぞれ Fig. 2.5 と Fig. 2.6 に示す．また、トモグラフィを行う際のグリッドは配置は Fig. 2.7 である．なお、本解析では手順 3 で海洋性地殻の速度構造を更新する際の海洋性地殻の  $V_p/V_s$  を 1.80, 1.90, 2.00 の 3 通りを仮定して解析を行った．ただし、この  $V_p/V_s$  の範囲内では最終的に得られる海洋性地殻の P 波速度構造はほぼ変わらないことが確認できたので、以下では  $V_p/V_s$  を 1.90 (e.g., Tsuji et al., 2008; Audet et al., 2009) とした場合の結果を示す．

### 2.2.3 結果

#### 信頼性の評価

推定した構造の信頼性を評価するために、本項では Checkerboard Resolution Test (CRT) と Reconstruction Test (RT) を行い、その信頼性を議論する。

海洋性地殻の P 波速度推定に対する CRT と RT の結果を Fig. 2.8a,b と Fig. 2.8c,d にそれぞれ示す。なお、与えた速度擾乱は海洋性地殻に相当する深さのグリッドに  $\pm 10\%$  の範囲で与えており、CRT では 2 グリッド (約 50 km) ごとに速度擾乱の正負を逆転させた構造を、RT では火山フロント直下 (深さ約 100 km) 付近で速度が急激に増加するような構造を与えた。また、PS 変換波の理論走時には平均 0.0 秒、標準偏差 0.25 秒の正規分布に従うランダム誤差を与えた。

まず、CRT の結果 (Fig. 2.8a,b) から、東北地方の大部分で前弧域では太平洋沿岸付近までは仮定した構造が復元されていることがわかる。一方で、背弧側では東北地方南部では構造が復元されているが、北部の構造はほとんど戻っていない。これは、背弧側北部の PS 変換波の観測データが少なく、波線が十分に交差していないためであると考えられる。

これに対して、火山フロント下で海洋性地殻に急激な速度増加を仮定した RT (Fig. 2.8c,d) では、CRT とほぼ同じ領域で構造が復元していることがわかる。特に東北地方の中部から南部にかけては、火山フロント下に仮定した速度境界が明瞭に復元された。以上の結果は、本解析で使用する PS 変換波の走時データは約 50 km 程度の空間分解能を持ち、火山フロント下の急激な速度増加を含め、特に東北地方中部から南部では推定された構造が信頼性の高いものであることを示している。

#### 海洋性地殻の P 波速度分布

本解析で推定した海洋性地殻の P 波速度分布を Fig. 2.9 に示す。その結果に対して、PS 変換波の走時残差を計算すると、初期に仮定した速度構造モデル (JMA2001 一次元速度構造 + 太平洋スラブに  $+5\%$  の速度異常を与えたモデル) で計算される走時残差と比べて PS 変換波の走時や到達時刻をよりよく説明できており (Figs. 2.3a, 2.10), RMS 走時残差を比較した場合でも 1.6 秒から 0.6 秒に減少したことが確認された。また、P 波走時と S 波走時の残差はそれぞれ 0.26 秒から 0.19 秒、0.45 秒から 0.34 秒へ減少した。

推定された海洋性地殻の P 波速度の特徴を簡単にまとめると、前弧域で 6.5-7.5 km/s、背弧域で 7.5-8.5 km/s が推定され、火山フロント直下付近の深さ 100 km 程度で急激な P 波速度の増加が確認できる (Fig. 2.9)。

### 2.2.4 議論

本解析で推定した海洋性地殻の P 波速度は、特に前弧域下 (深さ 60-100 km) で JMA2001 一次元速度構造モデルや初動走時トモグラフィで推定された値よりも 15-20% 程度遅い。この速度低下は Matsuzawa et al. (1986) により推定した P 波速度の低下 (6%) よりも大きい。一方で、Matsuzawa et al. (1986) では地殻の速度低下が深さ 60-150 km で一様であることを仮定した場合の見積もりである。このため、本解析や近年の構造モデル (e.g., Kawakatsu and Watada, 2007; Tsuji et al., 2008; Nakajima et al., 2009a,c) が示すような深さ 100 km 以浅に集中する低速度域の分布に対して速度低下を

過小評価していると考えられる。また、前弧域では東北地方北部に比べて、南部ではやや速い P 波速度が推定されているように見える。この違いの要因ははっきりとわかっていないが、北緯 38° 以南でみられるような海山の沈み込み (e.g., Masalu et al., 1997) が影響している可能性が考えられる。

Fig. 2.11 は、推定した海洋性地殻の P 波速度を深さ 10 km ごとに平均し、その深さ変化を表したものである。加えて、水に飽和した MORB (5.4 wt%) に対して期待される海洋性地殻の P 波速度 (Hacker et al., 2003) や実験的に見積もられた含水鉱物相 (lawsonite-blueschist) の P 波速度 (Fujimoto et al., 2010) もあわせて記す。Fig. 2.11 から、本解析で得られた 100 km 以深の P 波速度は Hacker et al. (2003) による予測値とほぼ同じであることがわかる。これは、100 km 以深における地殻の P 波速度は MORB の含水相により説明することができ、P 波速度の増加は相転移による海洋性地殻を構成する岩石相・鉱物相の変化を表していると考えられる。これに対して、深さ 60-100 km では、Hacker et al. (2003) による予測値 ( $\sim 7.4$  km/s) や Fujimoto et al. (2010) による岩石実験の結果 (7.2-7.4 km/s) よりも最大で 15% 程度遅い P 波速度 (6.5-7.0 km/s) が推定された。

海洋性地殻を構成する含水鉱物相は、結晶配列などに依存した強い異方性 ( $>10\%$ ) を持つことが知られている (e.g., Bezacier et al., 2010; Fujimoto et al., 2010)。また、断層や亀裂など、構造に起因した異方性も報告されている (e.g., Faccenda et al., 2008; Song and Kim, 2012)。したがって、PS 変換波から推定された地震波速度には異方性が少なからず影響すると考えられる。これらの異方性の影響を定量的に評価することは困難であるが、PS 変換波の波線の分布は、特に前弧域では、比較的密かつよく交差しており (Fig. 2.9a)、本解析で得られた P 波速度構造に対する異方性の影響は小さいと考えられる。

このため、前弧域で観測された海洋性地殻で P 波速度の遅い領域 (6.5-7.0 km/s) の形成には、含水鉱物とともに存在する流体の水が関係していることが示唆される。東北地方下では、深さ 80-100 km 程度で海洋性地殻を構成する含水鉱物の脱水を伴う相転移が生じ (e.g., Hacker et al., 2003; Kawakatsu and Watada, 2007; Nakajima et al., 2009a,c; Wada and Wang, 2009)、脱水により生じた水はスラブ上部境界付近の低い透水域の存在 (e.g., Peacock et al., 2011) や過剰な供給 (e.g., Abers et al., 2013) などにより地殻内部に保持されることが考えられる。したがって、深さ 100 km 以浅で推定された海洋性地殻の顕著な P 波速度の低下は、地殻内部にトラップされた水の存在を反映していると解釈できる。なお、本解析で得られた P 波の速度低下 (Hacker et al. (2003) のモデルに対して 10% 程度) は、 $V_p/V_s$  を 1.90 (Tsuji et al., 2008) と仮定した上で、1 vol% (equivalent aspect ratio = 0.01; Takei, 2000) により説明することができる。

海洋性地殻内部で顕著な P 波速度が観測された深さの下限は、上面地震帯 (70-90 km; Kita et al., 2006) の深さとよく対応する (Figs. 2.11, 2.12)。加えて、東北日本下に沈み込んだ海洋性地殻の深さ 100 km 付近で進行する相転移は、流体を含めた系で相転移 (脱水) 後に体積が増加する (Abers et al., 2013)。このような地殻内の地震活動および岩石学的な知見、および本解析の結果から、深さ 70-90 km 付近の海洋性地殻内部では、地殻を構成する含水鉱物から相転移により流体の水が放出され、間隙水圧の上昇とそれに伴う有効法線応力の減少が生じ、その結果、地震の発生が促進されていると考えられる。これは、上面地震帯など地殻内における地震の発生には脱水脆性化 (e.g., Kirby et al., 1996)



が強く関与していることを示唆している。

## 2.3 北海道東部下における海洋性地殻の地震波速度

前章では、太平洋スラブ上部境界における PS 変換波を解析に適用することで、東北地方下における詳細な海洋性地殻の P 波速度構造の推定し、地殻内部の低速度域と上面地震帯の分布が非常に良く一致することを示した。一方で、上面地震帯の分布は北海道 (70-90 km; Kita et al., 2006) や関東地方 (100-150 km; Hasegawa et al., 2007) でも報告されている。また、これらの地域下でも上面地震帯の分布する深さ程度まで海洋性地殻の顕著な S 波速度の低下が知られている (Nakajima et al., 2009a,c)。関東地方では東北地方や北海道に比べて深い位置に上面地震帯が分布している (Hasegawa et al., 2007) が、このような地震活動の地域性は各領域におけるテクトニクスの違いを反映していると考えられており (e.g., Matsubara et al., 2005; Hasegawa et al., 2007; Nakajima et al., 2009a), 例えば、海洋性地殻の温度上昇が直上に存在するフィリピン海スラブにより妨げられることで、含水鉱物の相転移がより深部で発生することで、結果的に上面地震帯の分布も東北地方などに比べて深くなると考えられている (e.g., Hasegawa et al., 2007)。したがって、沈み込みに伴う海洋性地殻の地震波速度構造や地殻内地震活動に対する普遍性や地域性を明らかにすることは、海洋性地殻内部の地震発生メカニズムや水の分布を理解する上で非常に重要である。

そこで、本節では北海道東部下に沈み込み海洋性地殻の地震波速度構造の推定を行い、特に北海道東部下と東北地方下における海洋性地殻の特徴の違いなどを検討することを試みる。なお、本節では日高山脈西部で観測された海洋性地殻内部を伝播したガイド波に注目し、解析を行うことで北海道東部下における海洋性地殻の詳細な地震波速度の推定を行った。したがって、本節では日高山脈西部で観測されたガイド波の同定、および推定された海洋性地殻の地震波速度分布について報告する。

### 2.3.1 海洋性地殻内部を伝播するガイド波の同定

#### 北海道日高山脈付近での後続波の観測と特徴

日高山脈周辺ではしばしば後続波が観測されることが知られている (e.g., 清水・前田, 1979; 1980)。なお、日高山脈は東北日本弧と千島弧が衝突する島弧-島弧衝突帯 (e.g., Kimura et al., 1996) である北海道中央部に位置し (Figs. 2.1, 2.13), 山脈下には衝突帯のテクトニクスを反映した複雑な構造が存在していることが知られている (e.g., Tsumura et al., 1999; Iwasaki et al., 2004; Kita et al., 2014)。加えて、同地域では特徴的な地震波形の観測が報告されている (e.g., 高波, 1982; 古村・森谷, 1990)。Kita et al. (2010, 2012) は稠密に観測された地震波形データを用いて日高山脈周辺部の地下構造を調べ、日高山脈下に太平洋スラブ直上まで分布する地震波の低速度域が明らかにした。

本節で注目する後続波は、特に北海道東部下の太平洋スラブ上部境界付近の地震で観測される (Figs. 2.13, 2.14)。また、初動として観測される P 波と S 波の到達後にそれぞれ特徴的な後続相が観測された。以下では、初動 P 波の到達後に観測された後続波を Xp phase, 初動 S 波の到達後に観測された後続波を Xs phase と仮称する。

ここではまず、Xp phase の特徴を述べる。Xp phase は上下動 (vertical) 成分に卓

越し (Fig. 2.15a,d), 初動 P 波の立ち上がりから 2-10 秒程度遅れて観測される (Fig. 2.16). 初動 P 波と Xp phase の到達時刻差 (Xp-P time) は震央距離と増加する傾向になり (Fig. 2.17). また, 多くの Xp phase の振幅は 1-4 Hz 付近に卓越しているようにみえる (Fig. 2.15a,b).

これに対して, Xs phase は水平動 (radial, transverse) 成分に卓越する波群である (Fig. 2.15a,d). また, Xs phase の振幅は初動 S 波付近よりも振幅が大きく, やや低い周波数帯域で卓越しているようにみえる (Fig. 2.15a,c). なお, 一部の観測では P コーダ波の影響などで初動 S 波の立ち上がりが不明瞭となる場合があるが, Xs phase の到達時刻と初動 S 波の立ち上がりや理論 S 波速度から期待される到達時刻との差 (Xs-S time) は 5-15 秒程度 (Fig. 2.16) であり, 震央距離とともに増加する傾向がある (Fig. 2.17).

日高山脈西部の観測点で観測される Xp phase および Xs phase の特徴をまとめると以下になる.

#### Xp phase

- P1. 到達時刻: 初動 P 波と初動 S 波の間 (Figs. 2.15, 2.16).
- P2. 初動 P 波との到達時刻差: 2-10 秒程度. 震央距離に伴い増加 (Fig. 2.17b,c).
- P3. 振幅: 初動 P 波の振幅より大きい (Figs. 2.15, 2.16).
- P4. 振動軌跡: 上下動成分に卓越 (Fig. 2.15d).
- P5. 観測範囲: 北海道東部下の太平洋スラブ上部付近の地震 (Fig. 2.14).

#### Xs phase

- S1. 到達時刻: 初動 S 波および理論 S 波よりも後 (Figs. 2.15, 2.16, 2.17b,d).
- S2. 理論 S 波との到達時刻差: 3-15 秒程度. 震央距離に伴い増加 (Fig. 2.17b,d).
- S3. 振幅: 理論 S 波到達時刻付近の振幅より大きい (Figs. 2.15, 2.16).
- S4. 振動軌跡: 水平動成分に卓越 (Fig. 2.15d).
- S5. 観測範囲: 北海道東部下の太平洋スラブ上部付近の地震 (Fig. 2.14).

次項では上記のような特徴から Xp phase と Xs phase の起源や地下の不均質構造との関係, 伝播経路について検討を行う.

### 後続波の起源と地下の不均質構造との関係

日高山脈西部の観測点では, これまでいくつかの後続波の観測が報告されている (清水・前田, 1979, 1980; Abers, 2005). このうち, 清水・前田 (1980) では北海道東部のやや深発地震の波形記録に顕著な後続波 (初動 P 波到達後の後続波と初動 S 波到達後の波群をそれぞれ  $K_1$  相と  $K_2$  相と呼称) が観測されることを発見し, これらの後続波が日高山脈下に仮定した反射面による反射波 ( $K_1$  相が P-to-P 反射波,  $K_2$  相が S-to-S 反射波) として説明できることを示した.

本解析で Xp phase と Xs phase が観測された観測点と震源の一部は清水・前田 (1980) が  $K_1$  相や  $K_2$  相の観測を報告した範囲に分布する. このため, Xp phase と Xs phase の一部は  $K_1$  相と  $K_2$  相, つまり, 日高山脈下に仮定した反射面での反射波として解釈できる可能性がある. 一方で, Xp phase や Xs phase は清水・前田 (1980) の報告よりも広い範囲で観測された. 特に, 日高山脈よりも西に離れた観測点における Xp phase, Xs phase の観測を日高山脈下の反射面により説明することは困難であると考えられる. そ

ここで、本解析では近年明らかになりつつある北海道下の地震波速度構造や太平洋スラブの形状などに基づき、Xp phase と Xs phase の起源について検討する．なお、Xp phase と Xs phase が北海道東部や日高山脈下に存在する不均質構造により生じた後続波であるとする、東北地方や北海道でこれまでに報告されているスラブ内地震の後続波、すなわち、速度不連続面での変換波 (e.g., Matsuzawa et al., 1986, 1990; Zhao et al., 1997) や反射波 (e.g., Hasemi and Horiuchi, 2010)、スラブや海洋性地殻にガイドされた波群 (e.g., Abers, 2005) のいずれかであると考えられる．

まず、Xp phase と Xs phase をそれぞれ速度不連続面での変換波や反射波として考えたときに、その特徴を再現できるかどうかについて議論する．ここで、一般的な沈み込み帯では、スラブ内地震で観測される波群が交差する速度不連続面としてコンラッド面や大陸モホ面、および太平洋スラブ上部境界が考えられる．このうち、期待される振動軌跡のパターンなどから Xp phase の候補として SP 変換波が、Xs phase の候補として PS 変換波がそれぞれ考えられる．

SP 変換波に注目すると、上述した 3 つの速度不連続面で生じた SP 変換波は初動 P 波と初動 S 波の間に観測されることが期待され (e.g., Matsuzawa et al., 1990)、Xp phase が観測されたタイミング (特徴 [P1]) は説明可能である．一方で、SP 変換波の発生には、S 波速度と P 波速度から決まる臨界角よりも小さい角度で速度不連続面に入射しなければならない．したがって、特に観測点近傍の速度不連続面 (コンラッド面、大陸モホ面) における SP 変換波は震央近傍の観測点を中心に観測が期待される．なお、詳しくは第 2.2 節で議論するが、数値的にスラブ内地震の波動場を計算すると、特に大陸モホ面での SP 変換波が再現され、震央近傍の観測点でのみ観測されることが確認できる．また、太平洋スラブ上部境界での SP 変換波を考えた場合、スラブ最上部で発生したイベントでの SP 変換波と初動 P 波の到達時刻差 (SP-P time) はおおよそ 1-3 秒程度となる (Fig. 2.17c)．以上のことから、速度不連続面での SP 変換波では Xp phase で観測された到達時刻差 ([P2]) や観測範囲 ([P5]) を説明することは難しいことがわかる．

つづいて、速度不連続面での PS 変換波として Xs phase を仮定した場合を考える．これらの波群は SP 変換波と初動 P 波と初動 S 波の間に観測されることが期待される波群である (e.g., Matsuzawa et al., 1986)．したがって、初動 S 波よりも後で観測される Xs phase を PS 変換波として解釈することはできない．

初動 S 波よりも後に観測される S 波的な後続波として、震源より深い領域に存在する速度不連続面での変換波や反射波が知られている (e.g., Obara and Sato, 1988)．特に太平洋スラブ内地震では、スラブ底部に存在する速度不連続面での反射波 (海野・他, 1990) が考えられる．これは海洋プレートの Lithosphere-Asthenosphere Boundary (LAB) に相当し (Gaherty et al., 1999; Schmerr, 2012)、東北日本では太平洋スラブ上部境界から約 80 km 深部に存在すると考えられている (Tonegawa et al., 2006; Kawakatsu et al., 2009)．ただし、Hiyoshi and Yoshioka (1997) に従うと太平洋スラブ底部付近の速度不連続面で生じる反射波や変換波の振幅は非常に小さくなるため、しばしば初動より大きな振幅が観測される Xs phase の特徴をこのような波群で説明することは困難であると考えられる．

これまでの考察から、島弧下で一般的に考えられる速度不連続面での変換波や反射波では Xp phase や Xs phase の特徴を説明できないことがわかる．なお、速度不連続面で反

射や変換を複数回経験した波群も Xp phase や Xs phase の候補となる．ただし，そのような反射波や変換波は振幅が小さく，また，より反射・変換回数の少ない波群が同時に観測されることが期待される．一方で，Xp phase や Xs phase はしばしば観測波形に対して最大振幅を記録するような波群である．このため，複数回反射や変換を経験した波群を Xp phase と Xs phase を考えることは困難である．

海洋性地殻内部や近傍で発生した地震では，周囲に比べて地震波速度の遅い海洋性地殻内部に地震のエネルギーがトラップされることにより発生し，伝播するガイド波が観測されることが知られている (e.g., Fukao, 1983; Hori et al., 1985; Ohkura, 2000; Abers, 2005; Miyoshi et al., 2012)．北海道下の太平洋スラブ最上部にも海洋性地殻が低速度のまま存在することが多くの研究で指摘されており (e.g., Nakajima et al., 2009a,c)，また，本研究で Xp phase と Xs phase の波群を観測した襟裳岬付近の観測点ではこれまでも低速度層内部を伝播したガイド波の観測が報告されている (Abers, 2005)．このことから，Xp phase と Xs phase も海洋性地殻内部を伝播したガイド波であると考えられる．

海洋性地殻内部を伝播したガイド波には，地殻内部を P 波として伝播した波群 (guided-P 波) と S 波として伝播した波群 (guided-S 波) が観測されることが知られており (e.g., Hori et al., 1985)，それぞれ Xp phase と Xs phase に対応すると考えられる．このうち，guided-P 波では初動 P 波よりも大きな振幅や震央距離に伴う到達時刻差の増加など，観測された Xp phase の特徴 (P1-P4) と同様の特徴が報告されている (e.g., Hori et al., 1985; Ohkura, 2000; Martin and Rietbrock, 2006)．同様に，guided-S 波で報告される特徴の多くは Xs phase の特徴 ([S1-S4]) を概ね説明できる．また，厚さ 7 km 程度の海洋性地殻を仮定すると，guided-P 波は 2 Hz 程度の周波数帯域に大きなエネルギーを持つことが期待され (e.g., Martin et al., 2003)，これは Xp phase が到達した時間窓内で大きなエネルギーが観測された周波数帯域 (1-4 Hz 程度; Fig. 2.15) とほぼ一致する．したがって，Xp phase と Xs phase をそれぞれ海洋性地殻内部を伝播したガイド波 (guided-P 波，guided-S 波) と解釈することで，観測された特徴を最も良く説明することができる．

その一方で，ガイド波が地表で観測されるためには地殻内部にトラップされた地震波のエネルギーが，地殻から地表面へ向かって放出されなければならない．海洋性地殻の屈曲 (e.g., Martin and Rietbrock, 2006) や海洋性地殻と大陸下部地殻との接触 (e.g., Martin et al., 2003; Miyoshi et al., 2012) が地殻の外側へトラップされたエネルギーを放出するメカニズムとして考えられている．特に日高山脈付近ではスラブ直上に地震波の低速度域が存在すると考えられており (Kita et al. 2010a, 2012)，この低速度域と海洋性地殻の接触により地殻内にトラップされたエネルギーが地表面へ放出されることが期待される．次項では，北海道東部で発生したスラブ内地震の波動伝播を数値シミュレーションにより計算し，同地域におけるガイド波の観測や地下構造との関係を検討する．

## 2.3.2 数値実験による後続波の伝播過程の検証

### 数値シミュレーションの概要

本解析では有限差分法 (FDM) (e.g., Virieux, 1984, 1986; Levander, 1988) を用いてスラブ内地震の波動伝播を数値的に再現する．以下では本研究で行った数値実験の概要と使用した条件などを示す．なお，FDM の詳しい解説は Appendix A に記述する．

本解析では、スタッガード格子を適用した速度-応力型の計算スキームを用いて 2 次元 P-SV 波の波動場を計算する。速度-応力型の計算スキームにおいて 2 次元 P-SV 波の基礎法式 (e.g., Virieux, 1986; Levander, 1988) は (A.26) 式-(A.30) 式で表すことができる。これらの式に時間 2 時精度、空間 4 次精度の中央差分式 (それぞれ (A.18) 式と (A.19) 式) を適用することで得られる差分法式 ( (A.31) 式-(A.35) 式) を用いて波動場の計算を行う。

計算領域としては、Fig. 2.18 に示すように北海道東部から日高山脈付近を結び、海溝軸に平行した断面を考える。ここで、水平方向と鉛直方向に  $500 \text{ km} \times 200 \text{ km}$  の計算領域を設定し、格子間隔は  $0.05 \text{ km}$  ( $50 \text{ m}$ ) とした。このため、計算領域全体で格子点数は  $10,000 \times 4,000$  となる。計算領域は、4 つの速度不連続面 (コンラッド面と大陸モホ面 (Katsumata, 2010) と太平洋スラブ上部境界 (Nakajima et al., 2009b; Kita et al., 2010a), 海洋モホ面) により、上位の層から大陸上部地殻、大陸下部地殻、マントルウェッジ、海洋性地殻、スラブマントルに相当する 5 つのユニット (領域) に分割される。なお、本研究では海洋性地殻の厚さを  $7 \text{ km}$  とした。このため、海洋モホ面は太平洋スラブ上部境界から  $7 \text{ km}$  深い位置に仮定する。各層の地震波速度や  $V_p/V_s$  は JMA2001 一次元速度構造モデル (上野・他, 2002) を参考に与えている (Tab.2.1)。ただし、海洋性地殻の地震波速度は東北地方で推定された P 波速度 ( $6.5\text{--}7.0 \text{ km/s}$ ; e.g., 第 2.2 節; Shiina et al., 2013) を、 $V_p/V_s$  は Hacker et al. (2003) や Reynard and Bass (2014) などに基づいて設定した。また、密度は各層を構成する岩石の値などを参考にした。本項では計算時間間隔を  $0.002 \text{ 秒}$  としており、数値的な安定性 ((A.70) 式) を考慮すると最大で  $8 \text{ Hz}$  程度の周波数帯域までは人工的な誤差が小さくなると考えられる。つまり、本研究では  $X_p$  phases が到達付近での卓越周波数帯域において計算精度が保障されるように格子間隔などの設定を採用した。震源は P 波と S 波共に等方的な点震源を仮定し、 $3 \text{ Hz}$  付近をピークとする Gaussian 波形を与えた。

数値シミュレーションを行う上で、本解析では日高山脈下の不均質構造 (Kita et al., 2010a, 2012) や低速度な海洋性地殻の存在がスラブ上部境界付近で発生した地震で観測される波系に対してどのように影響し、特に地表面における海洋性地殻内部を伝播するガイド波の観測の有無に注目する。このため、本項では海洋性地殻のみを仮定したモデル (Model L0S1) に加えて、日高山脈下に低速度域を導入した速度構造モデル (Model L1S1) を構築し、両速度構造モデルに対して波動場を計算した。数値シミュレーションを行う際に仮定した 2 次元速度モデルの概要を Fig. 2.18 と Tab.2.2 に示す。日高山脈付近下に仮定した低速度域 (大陸下部地殻と同じ地震波速度を仮定) の規模や位置、地震波速度は Kita et al. (2010a, 2012) を参考に矩形モデルとして与えた。

本項の数値シミュレーションは海溝軸に平行する 2 次元断面上を仮定しているため、3 次元的な (特に海溝軸に直行する方向の) 不均質を考慮できておらず、また、幾何減衰の影響も現実とは異なる。このため、非弾性減衰の導入も含め、3 次元的な不均質構造を考慮した数値シミュレーションを行うことが今後の課題である。一方で、本項では絶対的な振幅は議論せず、重要となる初動との振幅比の特徴は、初動近傍に限れば 2 次元計算でも 3 次元計算でも大きく変わらないと考えられる (Takemura et al., 2014)。したがって、本解析における数値シミュレーションは後続波の発生や不均質構造との関係、および地表付近における相対的な振幅の検討する上では十分に実用に足るものであると考えられる。

## 数値実験結果と議論

はじめに、海洋性地殻のみを仮定したモデル (Model L0S1) に対する数値シミュレーションの結果から海洋性地殻内部を伝播するガイド波の発生や地表面での観測の有無を議論する．ここでは、震源における地震波の励起から 5.0 秒、12.5 秒、20.0 秒、45.0 秒経過した時刻の波動場を Fig. 2.19 に示し、地表面で計算された波形を Fig. 2.20 にそれぞれ示す．

海洋性地殻のみを仮定したモデル (Model L0S1) に対して計算された波動場のスナップショット (Fig. 2.19) や地表面での計算波形 (Fig. 2.20)、ここで示した震央距離の範囲では直達 P 波が初動として地表面で観測されていることがわかる．次いで、震央付近 (震央距離  $D < 80$  km) では初動の 1-4 秒程度後に振幅のやや大きい波群が確認できる．これは大陸モホ面での SP 変換波である．前節では、大陸モホ面での SP 変換波が震央近傍でのみ観測されると述べたが、数値シミュレーションの結果からも大陸モホ面での SP 変換波の観測範囲が震央近傍に限定されることがわかる．また、震央距離が大きくなる ( $D > 100$  km) と、水平動成分に大きな振幅を持つ波群が初動から 10 秒程度遅れて計算される．この波群は太平洋スラブ上部境界での PS 変換波である．

海洋性地殻の周辺に注目すると、地殻内部にトラップされた P 波的な波群と S 波的な波群が確認できる (Fig. 2.19 の  $t = 12.50$  秒以降)．しかしながら、地表面で計算された波形 (Fig. 2.20) には、初動 P 波や初動 S 波の到達後に明瞭な振幅を持つ波群は再現されていない．これは、Model L0S1 では地震波速度の遅い海洋性地殻内部で地震波のエネルギーがトラップされ、ガイド波が生じているにも関わらず、地表面におけるガイド波の観測が再現できていないことを意味している．その原因として、地殻内部にトラップされた地震波のエネルギーの地表面への放出が、Model L0S1 で仮定したスラブ形状では十分でないことが考えられる．

これに対して、日高山脈下に低速度域を導入したモデル (Model L1S1) において計算された波動場のスナップショットを Fig. 2.21 に、地表面での計算波形を Fig. 2.22 にそれぞれ示す．Model L1S1 でも、大陸モホ面での SP 変換波やプレート上部境界における PS 変換波は計算されており、計算範囲や立ち上がりのタイミングは Model L0S1 に対する結果 (Fig. 2.20) とほぼ同じであることがわかる．一方で、震央距離が 100 km を越えると、両速度モデルに対して計算される地表面の波形は大きくことなる．特に初動 P 波や初動 S 波の到達後に明瞭な振幅を持つ後続波が計算されており (Fig. 2.22)、これらは海洋性地殻内部を伝播したガイド波、すなわち guided-P 波と guided-S 波、が地表面で観測された波群であると解釈できる．なお、ガイド波の観測が再現された震央距離の範囲 ( $D > 140$  km) は日高山脈やそれよりも西部に対応する．

これまでの数値シミュレーションの結果は、北海道東部の太平洋スラブ上部境界付近の地震で観測された後続波 (Xp phase と Xs phase) が海洋性地殻内部を伝播したガイド波として解釈できることを示すものである．一方で、本解析で比較的単純な速度構造モデルを仮定しており、厳密に言えば現実に存在する北海道下の不均質構造とは異なる構造である．そこで、より現実に近い速度構造モデルとして Kita et al. (2010a) が初動走時トモグラフィから推定した速度構造モデル (Model KT2010) に対して同様の数値シミュレーションを行い、その結果を Figs. 2.23, 2.24 に示す．なお、Model KT2010 では太平洋

スラブ上部境界以深（海洋性地殻とスラブマントル）の速度を Tab.2.2 に従って仮定し、また、上部境界以浅で Kita et al. (2010a) の解析対象領域以外の領域には JMA2001 一次元速度構造の値を使用した。地震波の励起から 7.5s, 15.0s, 25.0s, 47.5s 経過した時点での波動場 (Fig. 2.23) から、Model KT2010 でも海洋性地殻内部を伝播するガイド波の発生や日高山脈下付近における地表面への放出が再現されている。加えて、地表面では guided-P 波や guided-S 波が計算されるとともに、到達時刻差などの観測された Xp phase や Xs phase の特徴を再現できていることがわかる (Fig. 2.24)。

本解析の数値シミュレーションの結果は、海洋性地殻内部を伝播するガイド波の発生や日高山脈西部における特徴的な波群の観測が、既往研究により推定された北海道東部や日高山脈下の不均質構造を考慮することで無理なく再現できること示している。したがって、本解析で注目した北海道東部のスラブ内地震で観測された後続波 (Xp phase と Xs phase) をガイド波 (それぞれ guided-P 波と guided-S 波) として解釈できる。一方で、このような解釈を行うためには、日高山脈下び地震波の低速度域が存在し、それが太平洋スラブ直上付近まで分布していることが必要となる。これは、ガイド波の観測そのものが初動走時トモグラフィ (Kita et al., 2010a, 2012) とは異なる観測事実として、日高山脈下に低速度域が存在することを示していると考えられる。

### 2.3.3 海洋性地殻の地震波速度の推定

#### 解析手法の概要

本項ではこれまでの解釈、つまり、日高山脈西部の観測点で観測された後続波が海洋性地殻内部を伝播したガイド波であるとする解釈に基づき、これらの波群の到達時刻データから北海道東部下に沈み込む地殻の地震波速度を推定した。

解析に使用するガイド波は前項で述べたように海洋性地殻内部を伝播し、そのエネルギーの一部が地殻と日高山脈下に存在する低速度域の接触により地表へ放出されることにより観測されることが考えられる。したがって、同一の観測点で観測されたガイド波は、特に観測点近傍で同じような経路は伝播することが期待される (Fig. 2.25)。このことは、同一の観測点で観測された 2 つのイベントの guided-P 波、あるいは guided-S 波どうして到達時刻の差をとることで、観測点近傍などの伝播経路が重なる領域の特性がキャンセルされ、結果的にイベント間の平均的な特徴として海洋性地殻の地震波速度を抽出できることを意味している (e.g., Hori et al., 1985; Wu et al., 2011)。そこで本項では、得られた guided-P 波と guided-S 波の走時をもとに以下の関係から海洋性地殻の地震波速度を見積もった。

$$V = \frac{L}{\Delta t}. \quad (2.1)$$

ここで、 $V$  がイベント間平均としての P 波速度あるいは S 波速度、 $L$  が震源間距離、 $\Delta t$  は guided-P 波の到達時刻差、または guided-S 波の到達時刻差を表す。

#### 海洋性地殻の地震波速度

本研究では、2003 年 5 月から 2011 年 2 月末の期間中に北海道東部下で発生した太平洋スラブ内地震 ( $2.0 \leq M \leq 4.0$ ) に対して、guided-P 波と guided-S 波の読み取りを行った。その結果、315 個の地震で guided-P 波を、275 個の地震で guided-S 波をそれぞれ同

定し、到達時刻の読み取りを行った．なお、本解析では、

- ・ 震源間距離：  $L > 100 \text{ km}$  .
- ・ 観測点から見た震源の方位差：  $\theta \leq 5.0^\circ$
- ・ 震源の深さの差：  $\Delta d \leq 10 \text{ km}$
- ・ 走時差：  $\Delta t_p > 5.0 \text{ s}$  or  $\Delta t_s > 8.5 \text{ s}$

の条件を満足するイベントペアに対してのみ、海洋性地殻の地震波速度を見積り、結果的に guided-P 波では 286 ペア、guided-S 波では 208 ペアにおいて地殻の速度を推定した．ここで、 $\Delta t_p$  は guided-P 波の到達時刻差、 $\Delta t_s$  は guided-S 波の到達時刻差を表す．

解析の結果、北海道東部に沈み込む海洋性地殻の地震波速度として、P 波速度で 6.5-7.5 km/s、S 波速度で 3.6-4.2 km/s の推定された．また、 $V_p/V_s$  はおよそ 1.80 程度と見積もられた．なお、推定された P 波速度および S 波速度の空間分布を Fig. 2.26 に、深さ変化を Fig. 2.27 にそれぞれ示す．

### 推定精度の評価

推定された地震波速度と震源間距離の関係を Fig. 2.28 に示す．なお、Fig. 2.28 では震源間距離以外の条件は、上述した条件を与えている．Fig. 2.28 から、観測点から見た震源の方位差が小さければ ( $\theta \leq 5.0^\circ$ )、推定された地震波速度やそのばらつきには大きな変化はみられず、方位の差が地震波速度の見積りに与える影響も小さいことがわかる．これに対して、震源間距離が小さいほどと推定される地震波速度のばらつきが大きくなることがわかり、その一部は既往研究などから期待される地殻の地震波速度と大きく乖離する．震源間距離の短いイベントペアには、より短波長の不均質構造の情報が含まれている可能性がある一方で、震源決定精度や読み取り誤差の影響が相対的に大きくなると考えられる．そこで、本解析では震源間距離が 100 km 以上のイベントペアのみで、地震波速度の推定を行った．なお、これらの誤差は最大でおよそ  $\Delta t_p$  として 1.0 秒程度、 $\Delta t_s$  として 1.5 秒程度となる．したがって、震源決定精度や読み取りに起因する地震波速度の推定誤差は、イベントペアの震源間距離が 100 km のとき最大の 5-7% 程度となり、震源間距離の増加とともに小さくなると考えられる (Fig. 2.29)．

### 議論

海洋性地殻内部を伝播するガイド波は、物理的には表面波の拡張として表現することができる (e.g., Ben-zion and Aki, 1990; 斎藤, 2009)．したがって、低速度層の速度や厚さ、周波数に依存した位相速度や群速度の分散が生じることが知られている (e.g., Ben-zion and Aki, 1990; Abers, 2005; Wu et al., 2011)．

ここではまず、そのような分散性が本解析の推定結果に与える影響について議論する．今、3 層からなる水平成層構造を考え、その中層が周囲に比べて地震波速度が小さくなることを考える．このとき、低速度層内部で生じるラブ波的なガイド波 (トラップされたスカラー波) の特性方程式は以下のように書くことができる (Ben-zion and Aki, 1990)．

$$\tan[\gamma_L H] = \frac{\mu_L \gamma_L (\mu_1 \gamma_1' + \mu_3 \gamma_3')}{\mu_L^2 \gamma_L^2 - \mu_1 \mu_3 \gamma_1' \gamma_3'} \quad (2.2)$$

ここで、添字は  $L$  が中間の低速度層、 $i = 1, 3$  が上下の高速度層を意味し、



$\gamma_L = \sqrt{\frac{\omega}{\beta_L} - k^2}$  ( $\gamma_L > 0$ ),  $\gamma_i = \sqrt{k^2 - \frac{\omega}{\beta_i}}$  ( $\gamma_i' > 0$ ) である．また， $\beta$  が P 波速度あるいは S 波速度， $\mu$  は剛性率を表し， $\omega$  と  $k$  はそれぞれ角周波数と波数である．なお，レイリー波的なガイド波（トラップされたベクトル波）の特性方程式は Lou et al. (1997) などが導いている．ただし，guided-P 波のような P 波の多重反射が卓越した波群では，実用上，(2.2) 式により分散性などの特徴を説明できる (e.g., Abers, 2005)．このため，本解析では (2.2) 式に従って，guided-P 波と guided-S 波の分散性を計算した．

北海道東部下に海洋性地殻を低速度層 (LVL) とし，上層にマントルウェッジ (layer 1)，下層にスラブマントル (layer 3) を仮定した場合に期待されるガイド波位相速度と群速度を Fig. 2.30 を示す．なお，各層に与えた速度や密度は Tab.2.3 に示す．前述したとおり，観測された guided-P 波 (Xp phase) は 1-4 Hz，guided-S 波 (Xs phase) は 1 Hz 付近に卓越周期を持っているようにみえる．Fig. 2.30 から，低速度層内部を伝播する波群の位相速度と群速度は，低速度層の厚さに依存して変化することがわかる．そこで，海洋性地殻の厚さを 7 km として場合の結果 (Fig. 2.30 の青実線と青破線) をみると，1-4 Hz 付近は guided-P 波の位相速度が上昇し，群速度が最も小さくなる帯域となる．guided-S 波に対する 1 Hz 付近の位相速度，群速度からも同様のことが確認できる．

本解析では guided-P 波と guided-S 波の立ち上がりを読み取った．このため，本解析で推定された地震波速度は guided-P 波と guided-S 波が観測された周波数帯域における位相速度の最大値に相当すると考えられる．そこで，低速度層の厚さを 7 km と仮定すると，ガイド波の振幅が卓越する周波数帯域で両波群とも位相速度が最も大きくなり，その大きさは低速度層の弾性波速度よりも 5 % 程度となることが予想される (Fig. 2.30a,c)．したがって，本解析でガイド波から推定された海洋性地殻の地震波速度は過大評価している可能性が否定できないものの，それは最大でも 5 % 程度となる．一方で，位相速度は低速度層の弾性波速度より小さくなることはなく (Fig. 2.30a,c)，本解析で推定した地震波速度は少なくとも低速度層の地震波速度の上限を示すものであると考えられる．

本解析で推定した海洋性地殻の S 波速度は，深さ 100 km 以浅で 3.6-4.2 km/s 程度であり，この値はこれまでに初動走時トモグラフィから北海道東部下や東北日本下で推定された値 ( $\sim 4.2$  km/s; e.g., Tsuji et al., 2008; Nakajima et al., 2009a,c) と整合的である．これに対して，本解析で得られた P 波速度 (6.5-7.5 km/s) は初動走時トモグラフィで推定された値 ( $\sim 8.0$  km/s; Tsuji et al., 2008) よりも小さい．一方で，PS 変換波を用いて東北地方下で推定した値 (6.5-7.5 km/s; 第 2.2 節; Shiina et al., 2013) とほぼ同じである．これは，初動走時トモグラフィでは，特に海洋性地殻の P 波速度の推定が困難 (Nakajima et al., 2009c) であるのに対して，本解析では海洋性地殻内部をより長く伝播したガイド波を解析したことにより地殻の P 波速度に対する分解能が向上し，その結果，より遅い P 波速度が推定されたと考えられる．なお，既往の初動走時トモグラフィの結果 (e.g., Tsuji et al., 2008) に比べて，小さい  $V_p/V_s$  が推定されたのも同様の理由によると考えられる．

一方で，レシーバー関数解析により見積もられた地殻の  $V_p/V_s$  (e.g., Audet et al., 2009, 2014) に比べると，本解析で推定された  $V_p/V_s$  は小さくなる．ただし，レシーバー関数解析の結果には西南日本やカスカディアなど，暖かい沈み込み帯の結果も含まれており (e.g., Audet et al., 2014)，また，この高  $V_p/V_s$  の分布は海洋性地殻の最上部，堆積

層 (Oceanic layer 1) や玄武岩を主体とする層 (Oceanic layer 2), に集中することが指摘されている (Hansen et al., 2012). したがって, 本解析の結果は北海道東部下における厚さを持つ海洋性地殻の平均的な特徴を示しており, その特徴として  $V_p/V_s$  が 1.80 程度になることを示していると考えられる.

Fig. 2.27 には, 本解析で推定した海洋性地殻の P 波速度や S 波速度とともに, 海洋性地殻を岩石や鉱物から期待される等方的あるいは平均的な地震波速度を破線 (Fujimoto et al., 2010) や実線 (Hacker et al., 2003; Kimura and Nakajima et al., 2014) で表す. なお, Hacker et al. (2003) と Kimura and nakajima (2014) で予想される地殻の地震波速度は最大量含水した海洋性地殻 (それぞれ 5.4 wt% と 5.0 wt%) を仮定している. Fig. 2.31 からは, 本解析で推定された海洋性地殻の P 波速度が, 岩石学的に期待される地殻の速度と同程度が遅く, 特に深さ 80 km 以浅では 10-15 % 程度の遅い P 波速度が推定されたことがわかる.

一方で, 本解析では結果的に海溝軸に平行した波線から海洋性地殻の地震波速度を見積もった. このため, 深さ 80 km 以浅の顕著な低速度域は海洋性地殻内部に存在する異方性によるみかけの速度低下である可能性がある. 海洋性地殻の異方性として, 含水鉱物の選択配向や断層, 亀裂などの分布が考えられる (e.g., Faccenda et al., 2008; Fujimoto et al., 2010; Kim et al., 2013). このうち, 断層や亀裂は, 主にアウターライズ域での地震活動を形成され, 地震波速度の速い軸は海溝軸と平行方向に発達すると考えられている (e.g., Faccenda et al., 2008). この方向は, 本解析で使用したガイド波の伝播方向と一致するため, アウターライズで発達する断層などに起因する異方性では観測された地震波速度の低下を説明することはできない. また, 選択配向などによる含水鉱物の異方性は発達することが知られている (e.g., Bezacier et al., 2010; Fujimoto et al., 2010; Kim et al., 2013) が, たとえば, Fujimoto et al. (2010) によると異方性で説明できる P 波速度の低下は 7.0 km/s 程度である. したがって, 現実の地殻内部で結晶配列による異方性がどの方向に発達するのかはよくわかっていないが, 少なくとも深さ 80 km 以浅で観測された P 波速度の低下を含水鉱物の異方性のみで説明するのは難しいと思われる. 加えて, 80 km 以浅の P 波速度が東北地方で推定された値 (Fig. 2.31) とほぼ同じである. 東北地方下の前弧域では, 海溝軸に平行した波線と直交した波線が密かつ十分に交差した状態 (Fig. 2.9a) で P 波速度を見積もっており, 異方性の影響は小さくなると考えられる. このため, 両地域下での P 波速度の一致は, 北海道東部下の深さ 80 km 以浅で推定された海洋性地殻の P 波速度に対する異方性の影響は小さいことを示していると考えられる.

以上のことから, 北海道東部下に沈み込む海洋性地殻における深さ 80 km 以浅で観測された顕著な P 波の低速度域の形成には流体の存在が寄与していると考えられる. なお, 観測された P 波速度の低下 (10-15 %) は 1 vol% 程度の流体が 0.01 程度のアスペクト比を持つ空隙 (Takei, 2002) 内に存在することを仮定すればよい. この流体 (あるいは空隙) の割合は, 東北地方下 (Shiina et al., 2013) や沈み込む直前 (Fujie et al., 2013) の海洋性地殻内で推定された値とほぼ同じである.

これに対して, 深さ 80 km 以深では岩石学的に期待される値程度まで, P 波速度と S 波速度が増加する. 同深さ範囲における地震波速度の増加は初動走時トモグラフィの結果でも推定されている (Nakajima et al., 2009c). 本解析で使用したガイド波が海洋性地殻に沿って伝播するのに対して, 初動となる波群 (直達波など) は主として地殻を直交す

るように伝播する．伝播方向の異なる波群同士で同様の傾向が観測されることは，深さ 80-100 km 付近の地震波速度の増加は異方性の影響ではないことを示している．

北海道東部における海洋性地殻の含水鉱物の相転移は 80-100 km 程度で生じ (e.g., Abers et al., 2013), また, 上面地震帯もおおよそ 70-90 km に分布する (Fig. 1.23; Kita et al., 2010a). したがって, 本解析などで観測された深さ 80-100 km 付近における海洋性地殻の地震波速度の増加は, 相転移の進行により地殻を構成する岩石相そのものの速度が増加したことが一つの要因として考えられる．しかしながら, 東北地方では地殻内部の P 波速度は深さ 100 km 程度で増加しており, 深さ 80-100 km の P 波速度はより浅部と同程度の大きさである (Fig. 2.31). 対して, 上面地震帯の分布には両地域で大きな違いはみられない (Kita et al., 2006). このことは, 東北地方下と北海道東部下の深さ 80-100 km で観測された地震波速度の違いに, マントルウェッジの不均質構造など, 地殻外の媒質の影響が観測されている可能性が考えられる．なお, これらの詳しい議論は第 4 章で改めて行う．

## 2.4 まとめ

本解析では東北地方および北海道東部下に沈み込む海洋性地殻内部を伝播した後続波 (東北地方: PS 変換波, 北海道東部: ガイド波) を用いて, 地殻内部の詳細な地震波速度の分布を推定した．なお, 北海道東部の解析で使用したガイド波は, 日高山脈西部の観測点で観測される顕著な後続波の一つであり, 本研究において伝播経路や発生要因の検討を行った．

その結果, 東北地方では深さ 60-150 km 程度に至る海洋性地殻の P 波速度構造を推定し, 前弧域下では 6.5-7.5 km/s 程度, 背弧域下では 7.5-8.5 km/s 程度の P 波速度を得た．一方で, 北海道東部下では海洋性地殻の地震波速度の推定を行い, 深さ 100 km 以浅で P 波で 6.5-7.5 km/s 程度, S 波で 3.6-4.2 km/s 程度の速度を得た．また,  $V_p/V_s$  は 1.80 程度となる．本解析の結果のうち, 東北地方下では深さ 100 km 以浅, 北海道東部では深さ 80 km 以浅において海洋性地殻を構成する含水鉱物から期待される速度よりも遅い地震波速度が推定された．これらの結果は, この深さ範囲において海洋性地殻内部に 1 vol% 程度の流体が存在することを示唆している．加えて, 地殻内の低速度域の分布は上面地震帯などの地殻内地震活動の分布ともよく対応する．また, 海洋性地殻の地震波速度の増加は深さ 80-100 km 付近で生じことが期待されるため (e.g., Hacker et al., 2003), 本解析の結果は含水鉱物の脱水により生じた水が地震発生を促進する, すなわち脱水脆性化 (e.g., Kirby et al., 1996) による地殻内地震活動の活発化を支持する観測事実である．

Tab.2.1 速度構造モデル

	Vp [km/s]	Density [ $10^3\text{kg/m}^3$ ]	Vp/Vs
Upper crust	6.3	2.4	1.73
Lower crust	6.7	2.8	1.73
Mantle wedge	7.8	3.2	1.73
Subducting crust	6.5	3.2	1.80
Slab mantle	8.5	3.2	1.73

数値シミュレーションを行う上で各層で仮定した P 波速度 ( $V_p$ ) と密度,  $V_p/V_s$ .

Tab.2.2 仮定した不均質構造.

Model	Low-V HDK	Low-V in the SC
L0S1	×	
L1S1		
KT2010	—	

数値シミュレーションを行う上で仮定した不均質構造を , 仮定しなかった不均質構造を × で示す. KT2010 は太平洋スラブ上部境界浅部に Kita et al. (2010a) で推定された速度構造 (日高山脈下) と JMA2001 一次元速度構造 (上野・他, 2002) を仮定した速度モデルである. HDK は日高山脈 (HiDaKa mountain range), SB は海洋性地殻 (Subducting Crsut) をそれぞれ表す.

Tab.2.3 ガイド波の分散曲線を計算する際に使用した速度構造.

	Vp [km/s]	Vs [km/s]	$\rho$ [ $10^3 \text{ kg/m}^3$ ]
Layer 1 (Mantle wedge)	7.80	4.33	3.20
LVL (Subducting crust)	6.50	3.61	3.20
Layer 3 (Slab mantle)	8.50	4.72	3.20

$V_p$  は P 波速度,  $V_s$  は S 波速度,  $\rho$  は密度を表す.

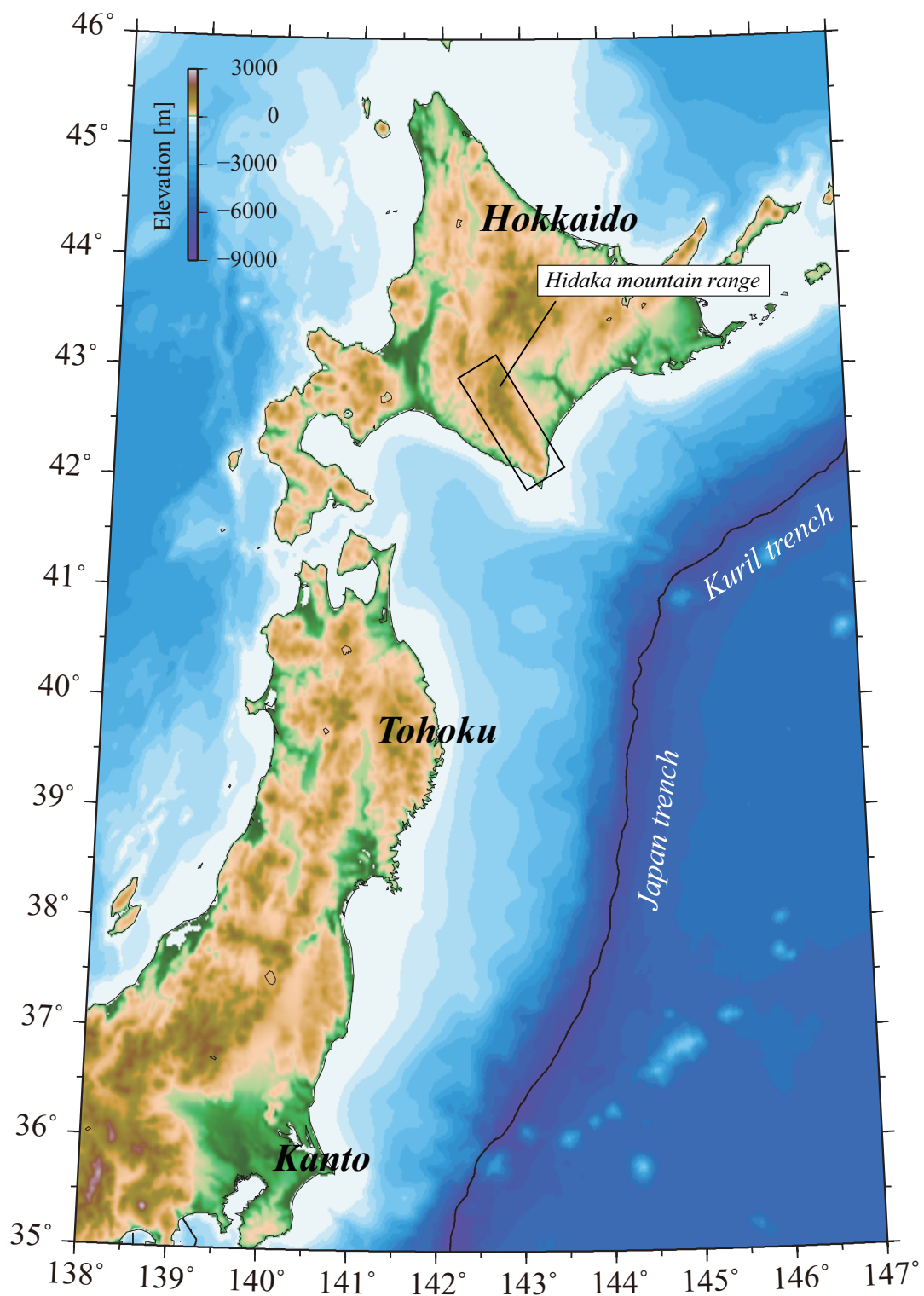


Fig.2.1 解析対象領域の概要 .

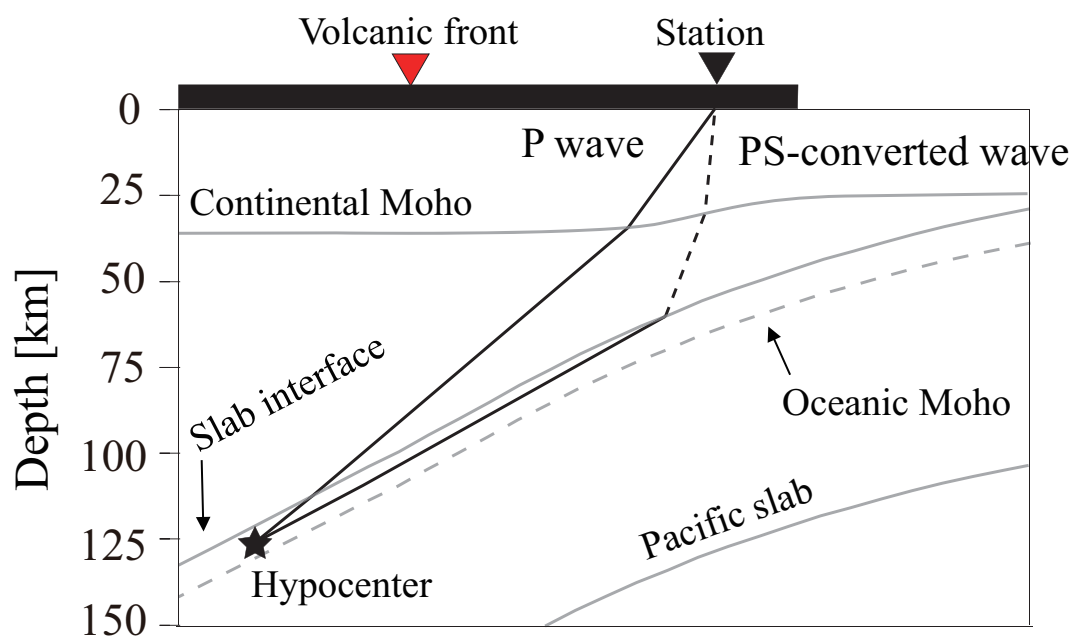


Fig.2.2 P 波および PS 変換波の伝播経路の概念図．黒の実線と破線はそれぞれ P 波  
 的な波群の伝播と S 波的な波群の伝播を表す．

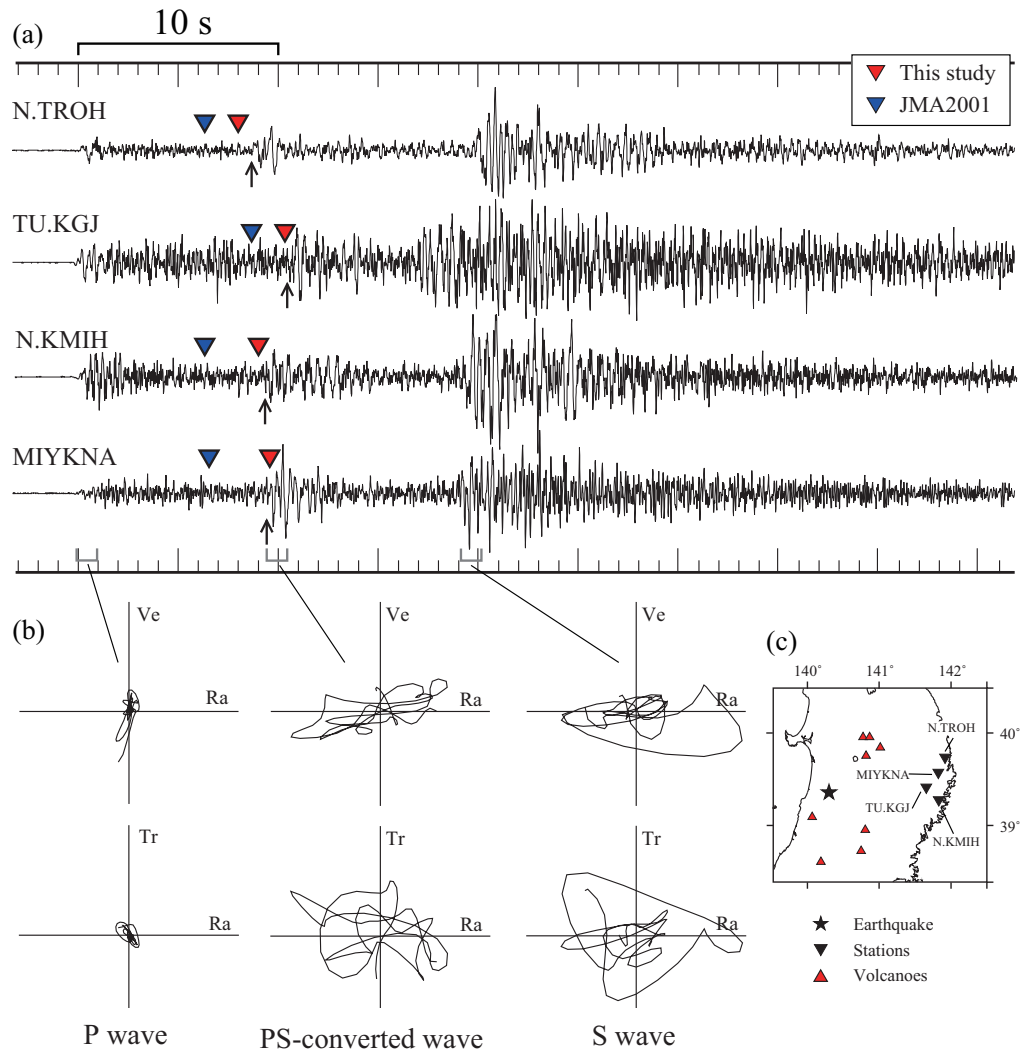


Fig.2.3 PS 変換波が観測された波形の例 . (a) radial 成分の波形 (バンドパスフィルター : 1-12 Hz) . 本解析で読み取った PS 変換波の読み取り時刻を矢印で示す . 逆三角は ( 青 ) JMA2001 一次元速度構造モデル ( 上野・他, 2002 ) から期待される PS 変換波の到達時刻 , ( 赤 ) 本解析で推定した速度構造から期待される PS 変換波の到達時刻を表す . (b) 観測点 MIYKNA における初動 P 波と PS 変換波 , 初動 S 波の到達直後の振動軌跡 . 上段が vertical 成分 ( Ve ) と radial 成分 ( Ra ) , 下段が radial 成分 ( Ra ) と transverse 成分 ( Tr ) の振動軌跡である . (c) 震源 (  $\star$  ) と観測点 (  $\blacktriangledown$  ) の分布 .

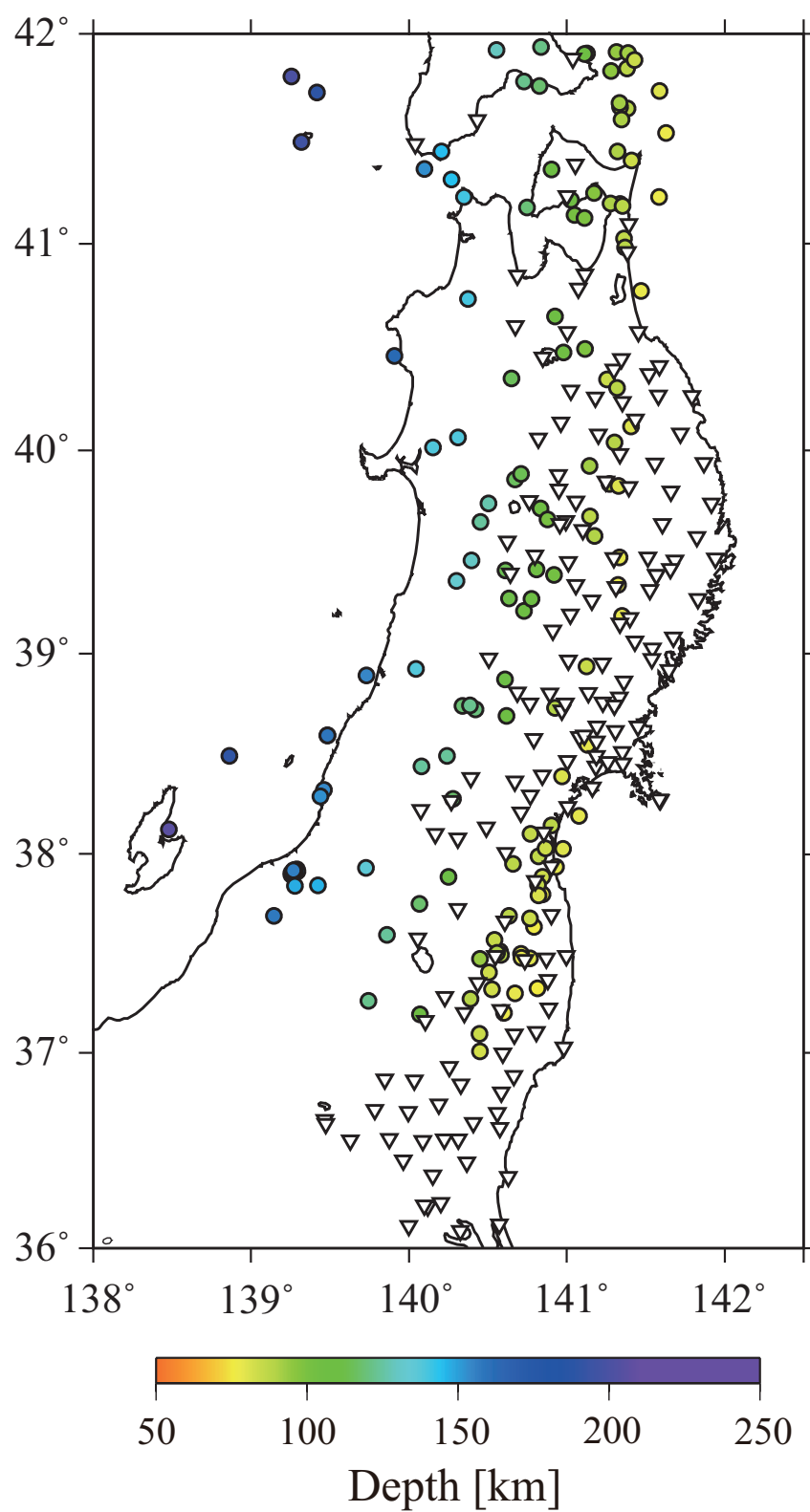


Fig.2.4 海洋性地殻の P 速度推定に用いた PS 変換波の震源 ( ) と観測点 ( ) の分布．丸の色は震源の深さを表す．



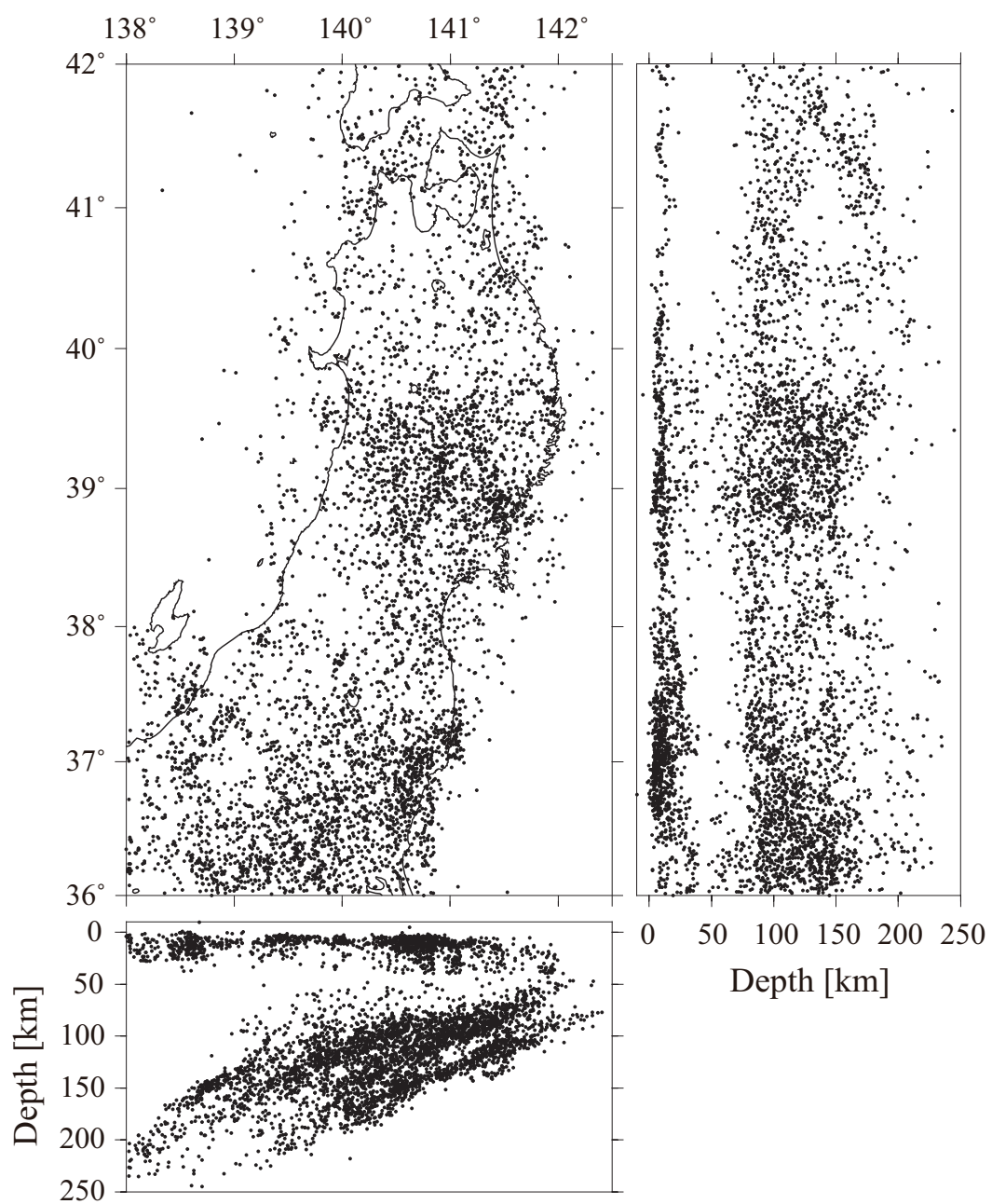


Fig.2.5 初動走時トモグラフィで使用した震源の分布 .

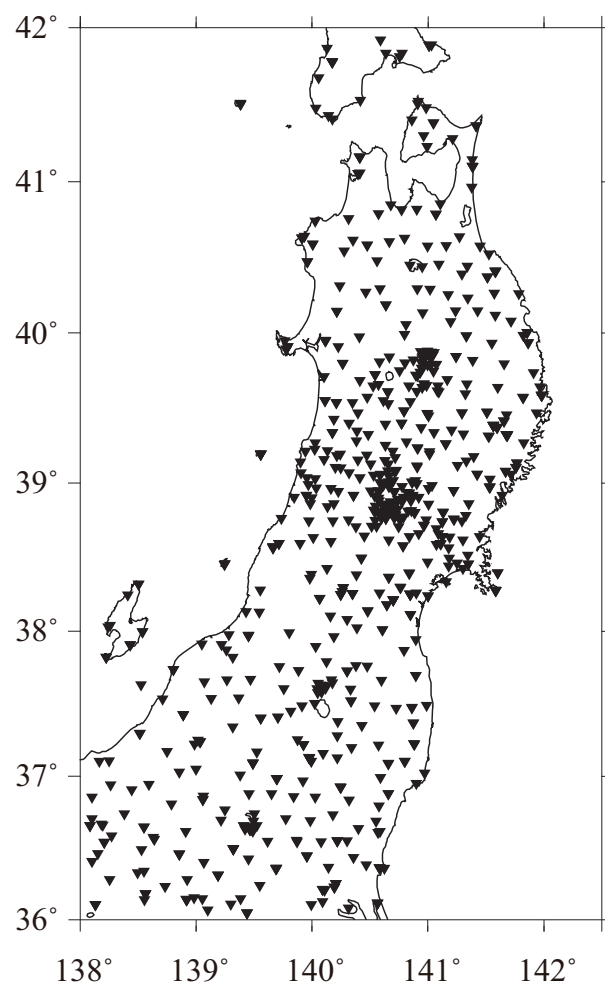


Fig.2.6 初動走時トモグラフィで使用した観測点の分布 .

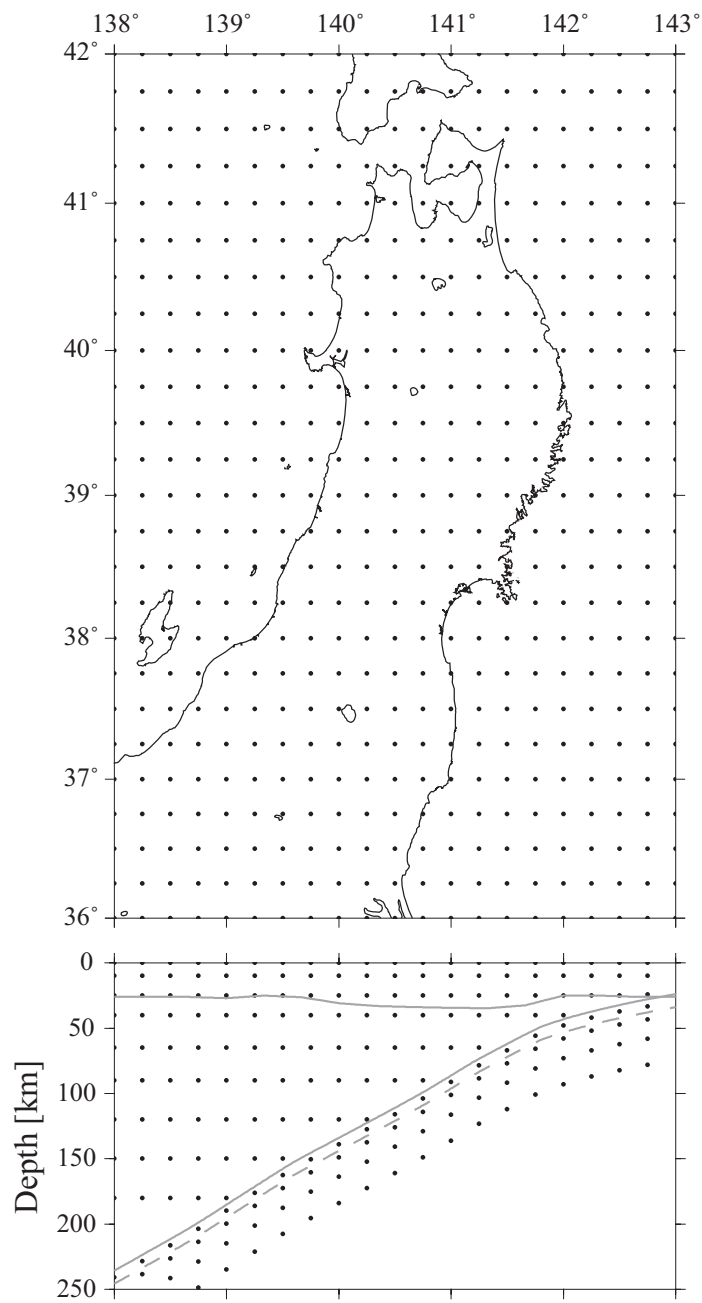
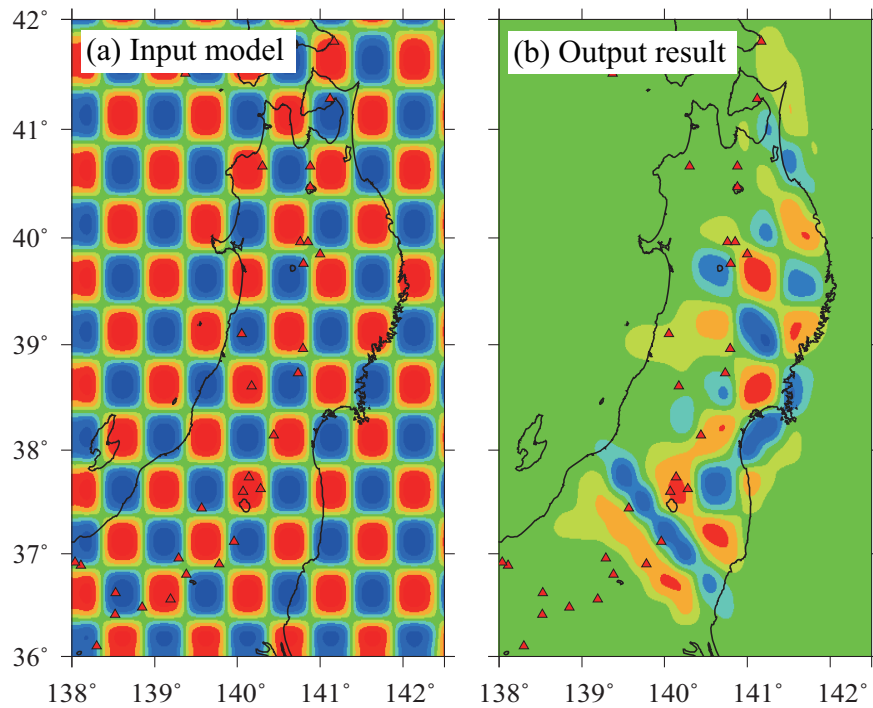


Fig.2.7 走時トモグラフィで配置したグリッドの分布 .

## Checkerbord Resolution Test



## Reconstruction Test

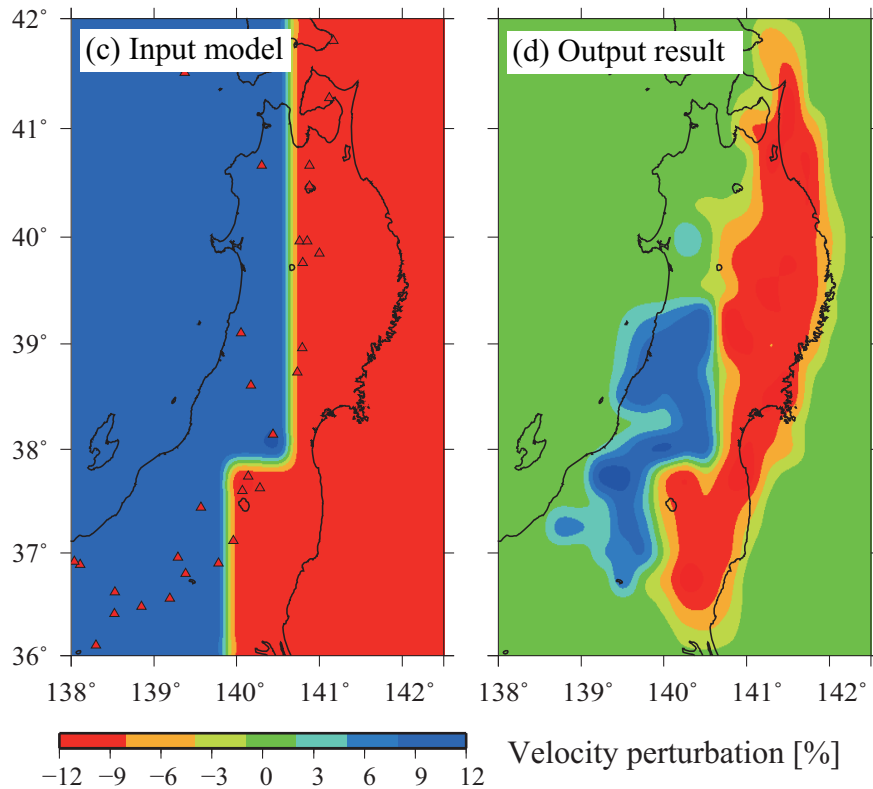


Fig.2.8 Checkerboard Resolution Test( CRT )の結果( a: Input model ,b: Output result )と Reconstruction Test ( RT )の結果( c: Input model ,d: Output result ).  
ここでは , JMA2001 一次元速度モデルの P 波速度に対して  $\pm 10\%$  の速度擾乱を与えた .

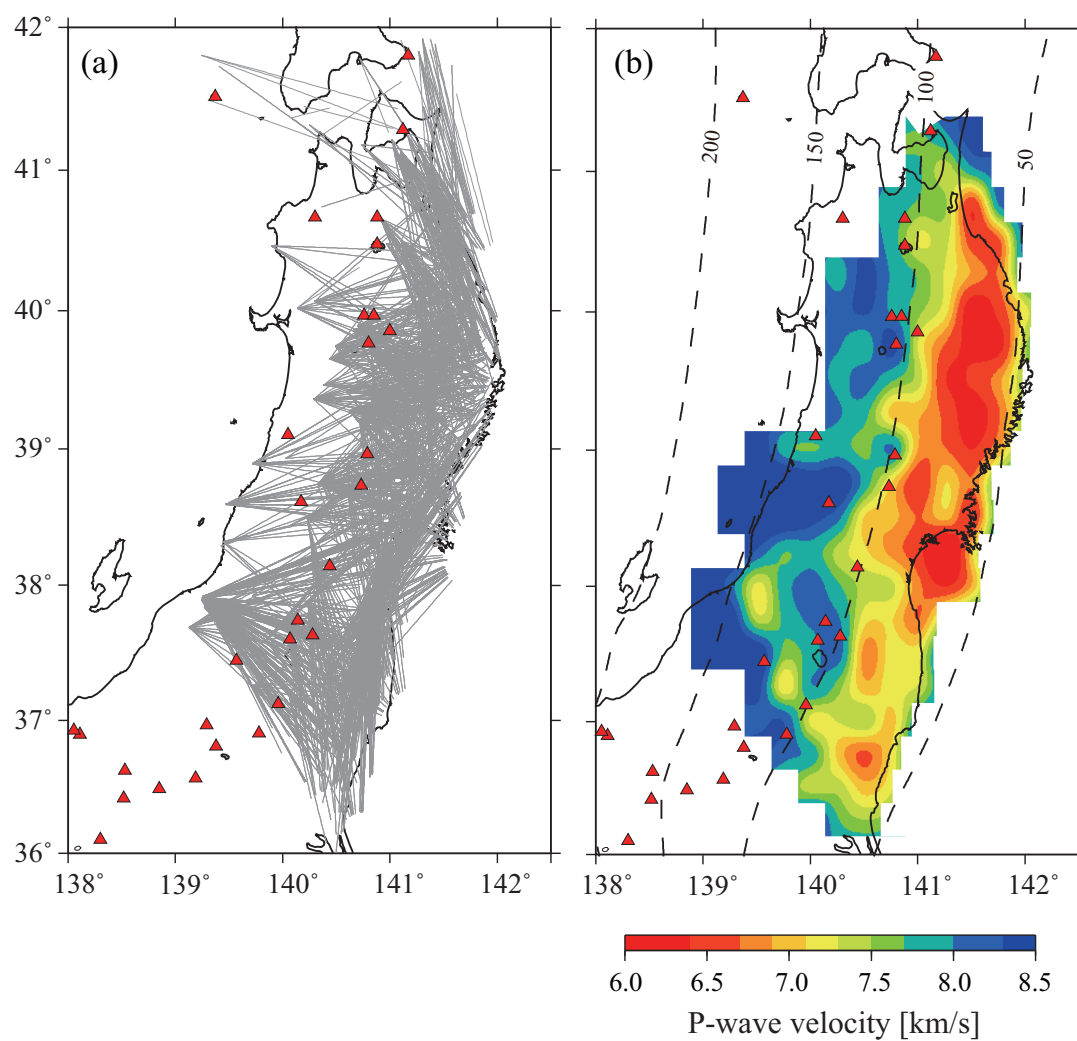


Fig.2.9 (a) PS 変換波の波線分布．ただし，図中には海洋性地殻内部に分布した波線のみをプロットする．赤三角は火山の分布を表す．(b) 海洋性地殻の P 波速度構造．破線は太平洋スラブ上部境界の深さ (Nakajima et al., 2009b) を 50 km 間隔で示す．

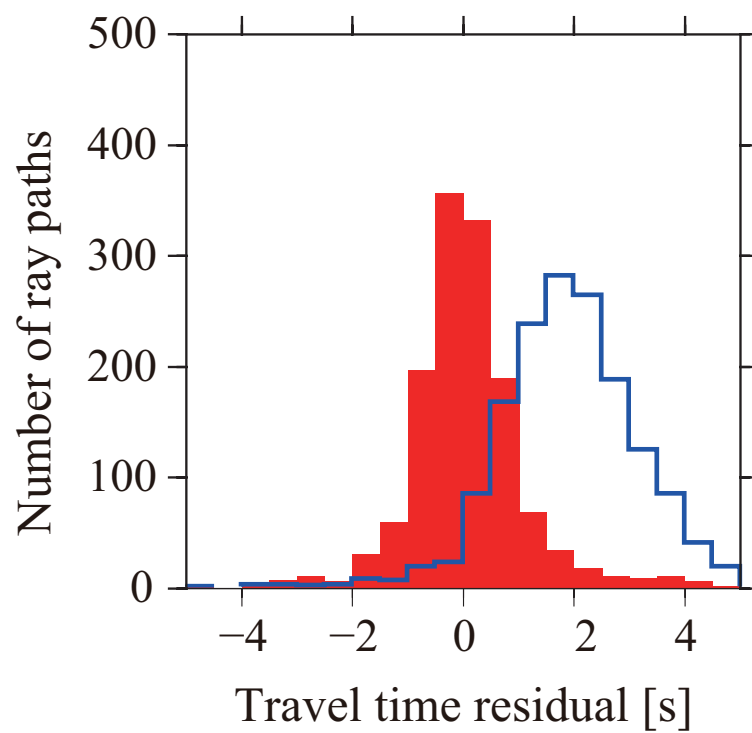


Fig.2.10 PS 変換波の走時残差の分布．横軸が走時残差，縦軸が波線の数を表す．青棒のヒストグラムが JMA2001 一次元速度構造モデルで計算された理論走時に対する残差，赤のヒストグラムが本解析で推定した海洋性地殻のから期待される理論走時に対する残差を表す．

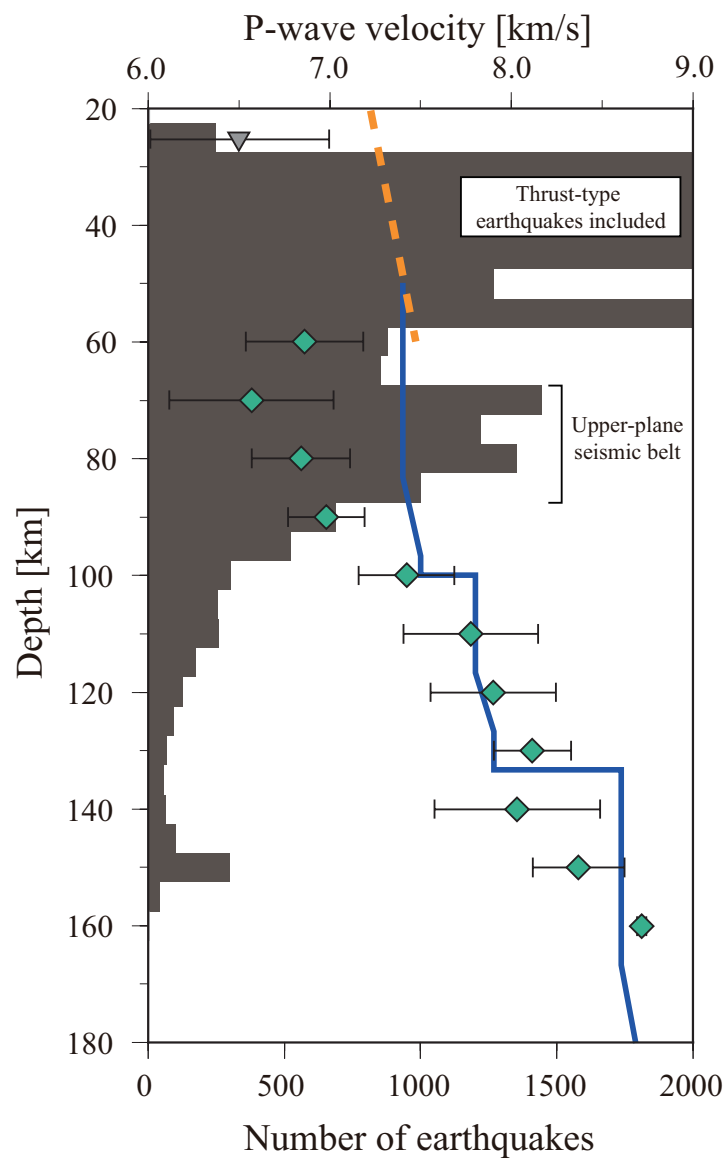


Fig.2.11 海洋性地殻内の P 波速度と地殻内地震活動の分布．深さ 10 km ごとに平均した P 波速度とその標準偏差を，それぞれ緑色のダイヤモンドとエラーバーで示す．海洋性地殻内（太平洋スラブ上部境界から 10 km の範囲内）の地震の数を灰色のヒストグラムで表す．灰色の逆三角は構造探査 (Ito et al., 2005) で推定された浅部域の地殻の P 波速度．橙破線と青実線はそれぞれ海洋性地殻を構成する含水鉱物に対する岩石実験の結果 (lawsonite-blueschist; Fujimoto et al., 2010) と期待される P 波速度 (Hackett et al., 2003) を表す．ここで，Hacker et al. (2003) では 5.4 wt% の水を含む含水鉱物を仮定する．

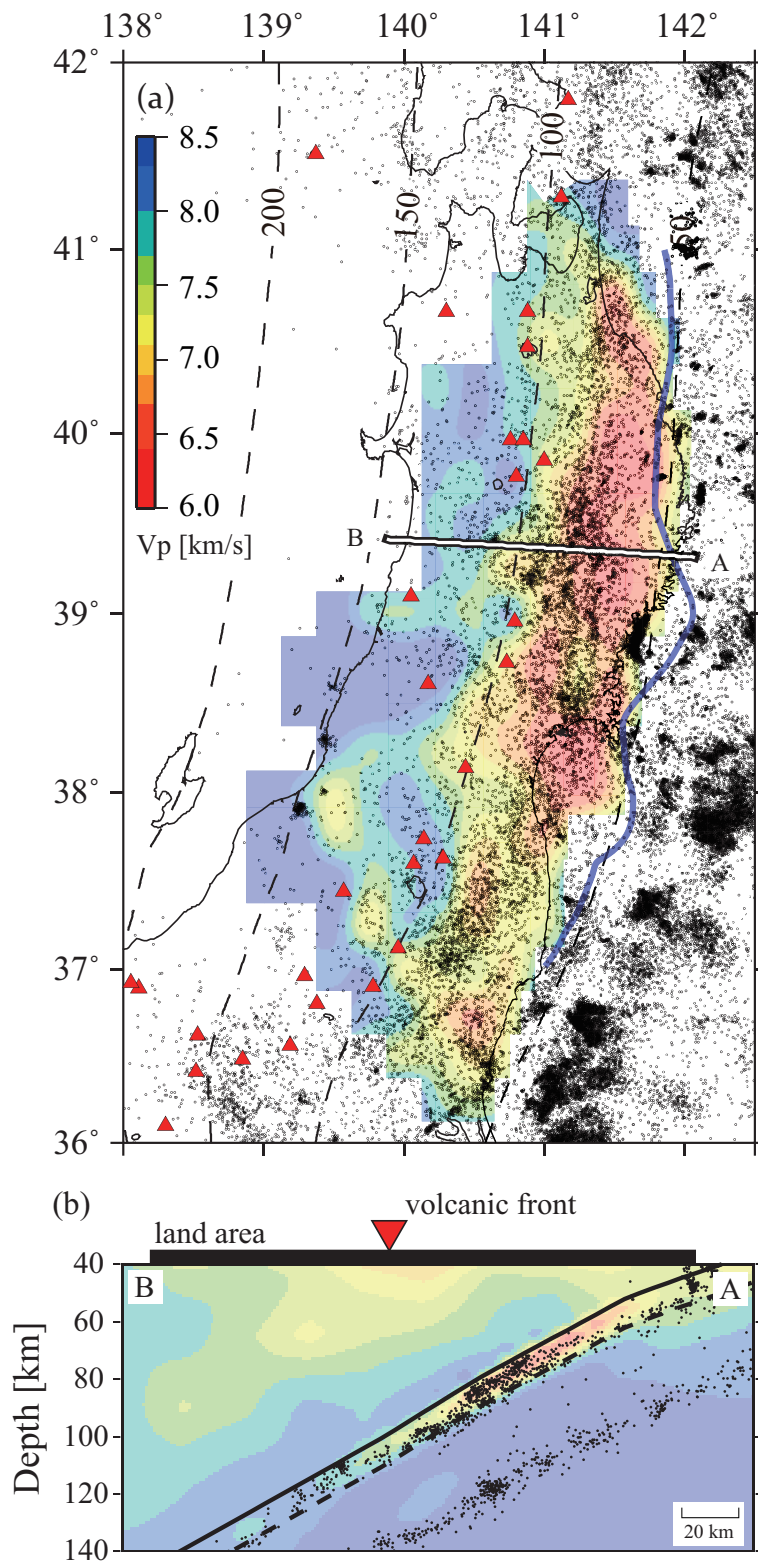


Fig.2.12 太平洋スラブ上部境界付近における地震活動．(a) 海洋性地殻内で発生した地震の分布．気象庁一元化震源カタログの震源位置は黒点で表し、本解析で推定した P 波速度分布に重ねる．赤三角は火山の分布であり、破線は太平洋スラブ上部境界の深さ (Nakajima et al., 2009b)，青実線はプレート境界型地震の発生の西端 (Igarashi et al., 2001) を示す．(b) A-B 側線上の断面．黒実線と黒点線はそれぞれ太平洋スラブ上部境界と海洋モホ面 (厚さを 7 km と仮定) の形状を現す．背景の色は本解析で推定した 3 次元の P 波速度である．



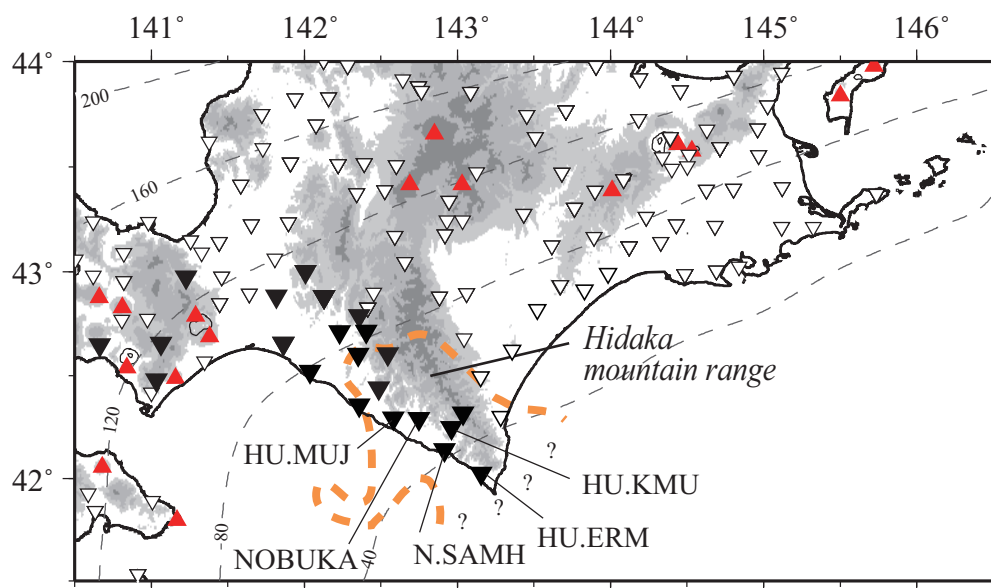


Fig.2.13 海洋性地殻内部を伝播したガイド波 (Xp phase と Xs phase) が観測された観測点の分布．逆三角が観測点の分布を表し，北海道東部のスラブ内地震において Xp phase や Xs phase が観測された点を黒逆三角で示す．黒点線は太平洋スラブ上部境界 (Nakajima et al., 2009)，橙点線は Kita et al. (2010a) が推定した太平洋スラブと日高山脈下の低速度域の接触域である．赤三角は火山の分布である．

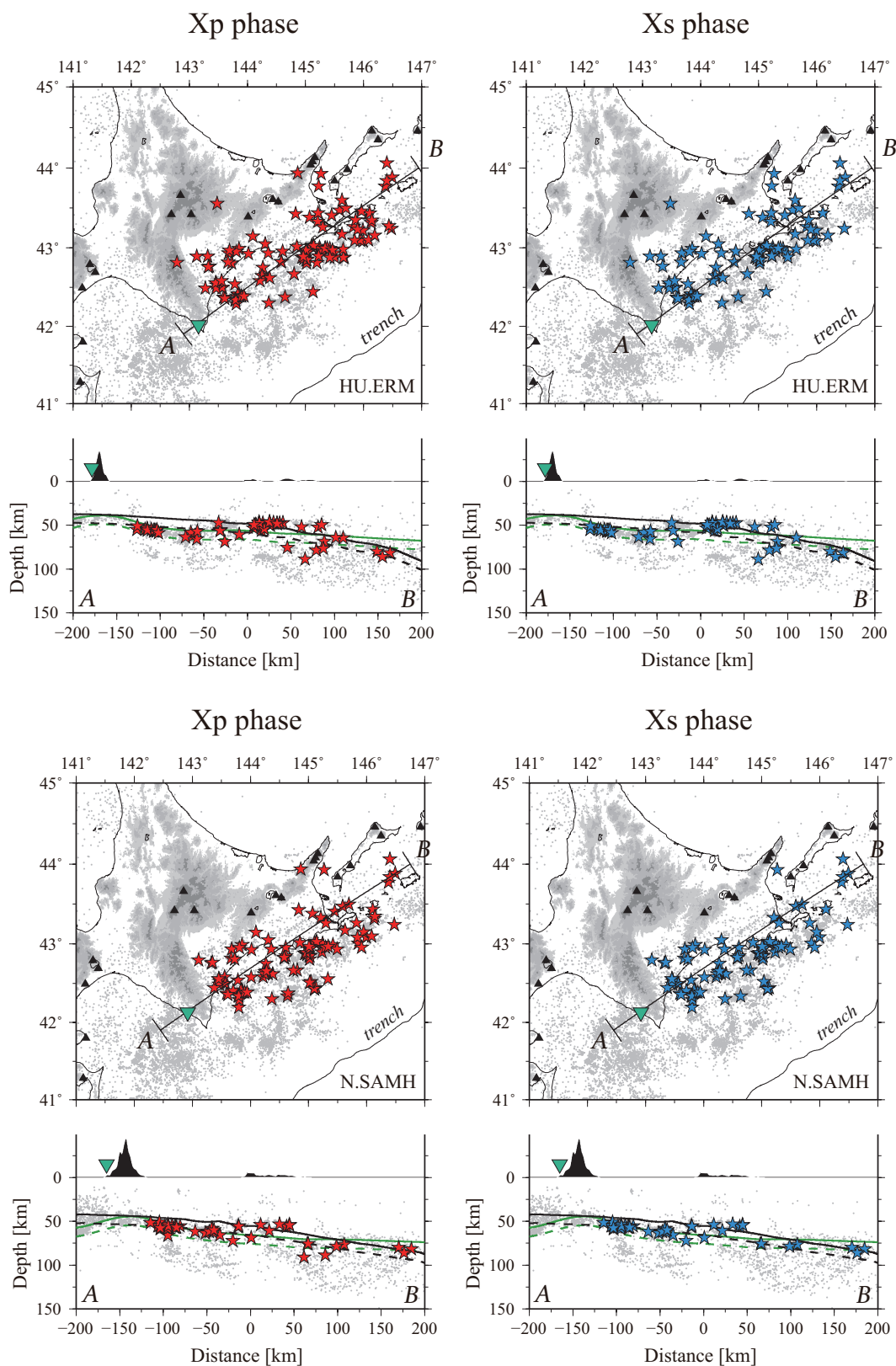


Fig.2.14 観測点 HU.ERM (上) と N.SMAH (下) において Xp phase や Xs phase が観測された震源の分布．各観測点において Xp phase, あるいは Xs phase が観測された震源を星で, 観測点を逆三角で示す．黒三角は火山の分布である．断面 (測線 A-B) では, 太平洋スラブ上部境界の位置を実線 (黒: Nakajima et al., (2009b), 緑: Kita et al., (2010a)) で, 海洋モホ面を点線でそれぞれ示す．

EV: 091215182525 // ST: HU.ERM

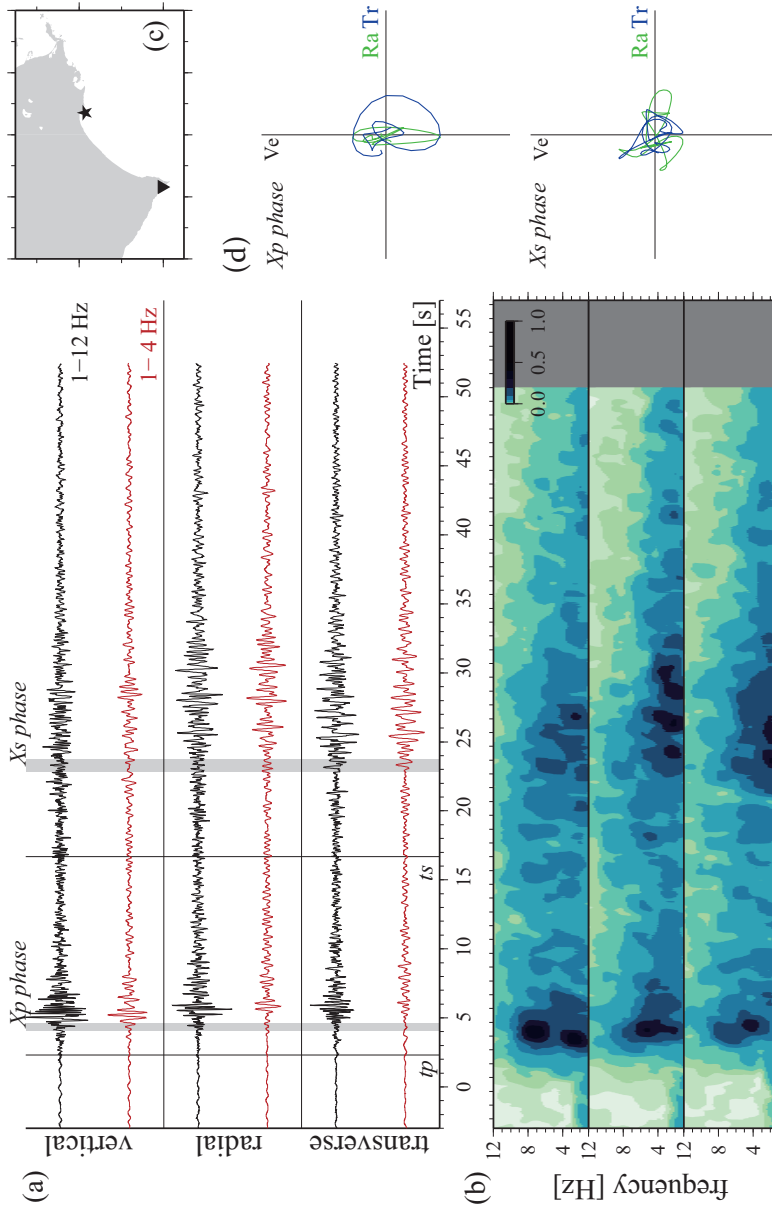


Fig.2.15 観測波形例 (イベント: 091215182525, 観測点 HU.ERM). (a) 3 成分速度波形記録 (vertical 成分, radial 成分, transverse 成分). 黒波形には 1-12 Hz, 赤波形に波 1-4 Hz の帯域でバンドパスフィルターをかけた. なお, vertical 成分の振幅を倍にして表示する. 灰帯は (d) で振動軌跡を描いた時間窓を表す. 黒の鉛直線は初動 P 波 ( $t_p$ ) および初動 S 波 ( $t_s$ ) の立ち上がりを表す. (b) 規格化した RMS エンベロープ波形の振幅分布. 上段が vertical 成分, 中段が radial 成分, 下段が transverse 成分に対応する. (c) 震源 ( ) と観測点 ( ) の分布. (d) 振動軌跡. vertical 成分 (Ve) と radial 成分 (Ra): 緑, vertical 成分と transverse 成分 (Tr): 青線で示す.

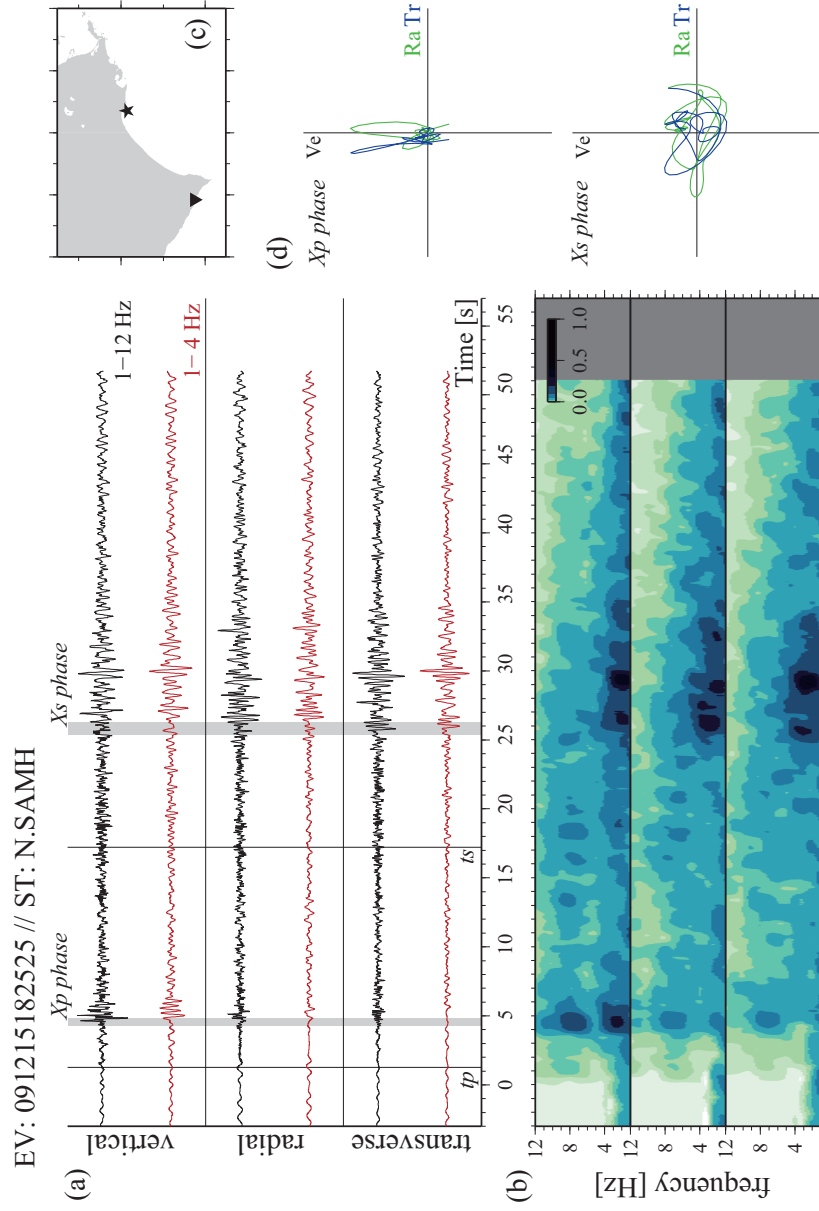


Fig.2.15 ( つづき ) 観測波形例 ( イベント : 091215182525 , 観測点 N.SAMH ) .

EV: 091215182525

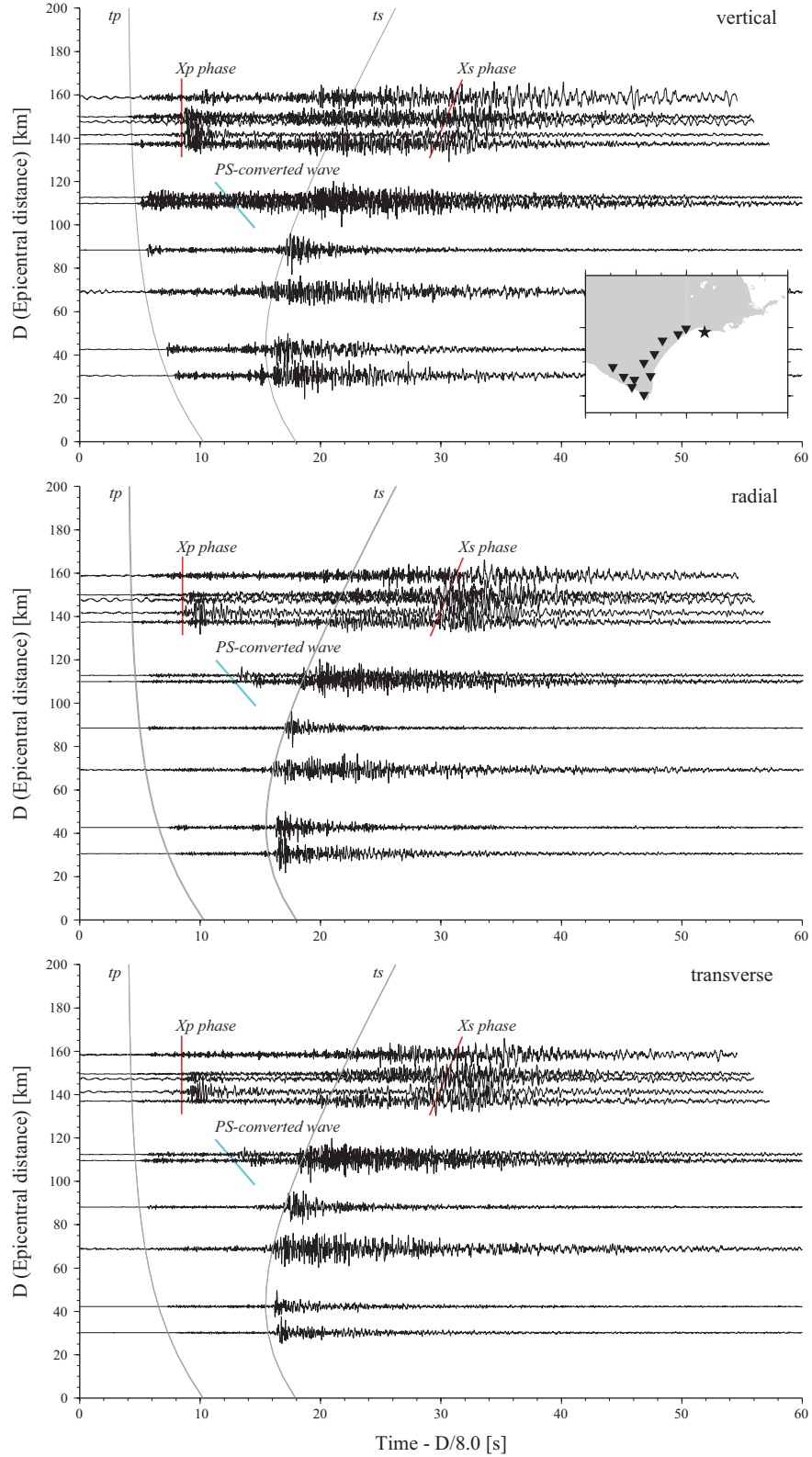


Fig.2.16 観測波形例 (イベント: 091215182525). ここでは, バンドパスフィルター (1-12 Hz) を使用後に各成分で規格化した波形を示す (上: vertical 成分, 中: radial 成分, 下: transverse 成分). 上段右下に震源 ( ) と観測点 ( ) の分布を示す. 灰実線は JMA2001 一次元速度構造モデルに対する直達 P 波 ( $t_p$ ) と直達 S 波 ( $t_s$ ) の到達時刻である. また, 色つきの線は, (赤) Xp phase, Xs phase や (青) PS 変換波と解釈される波群の立ち上がりを表す.

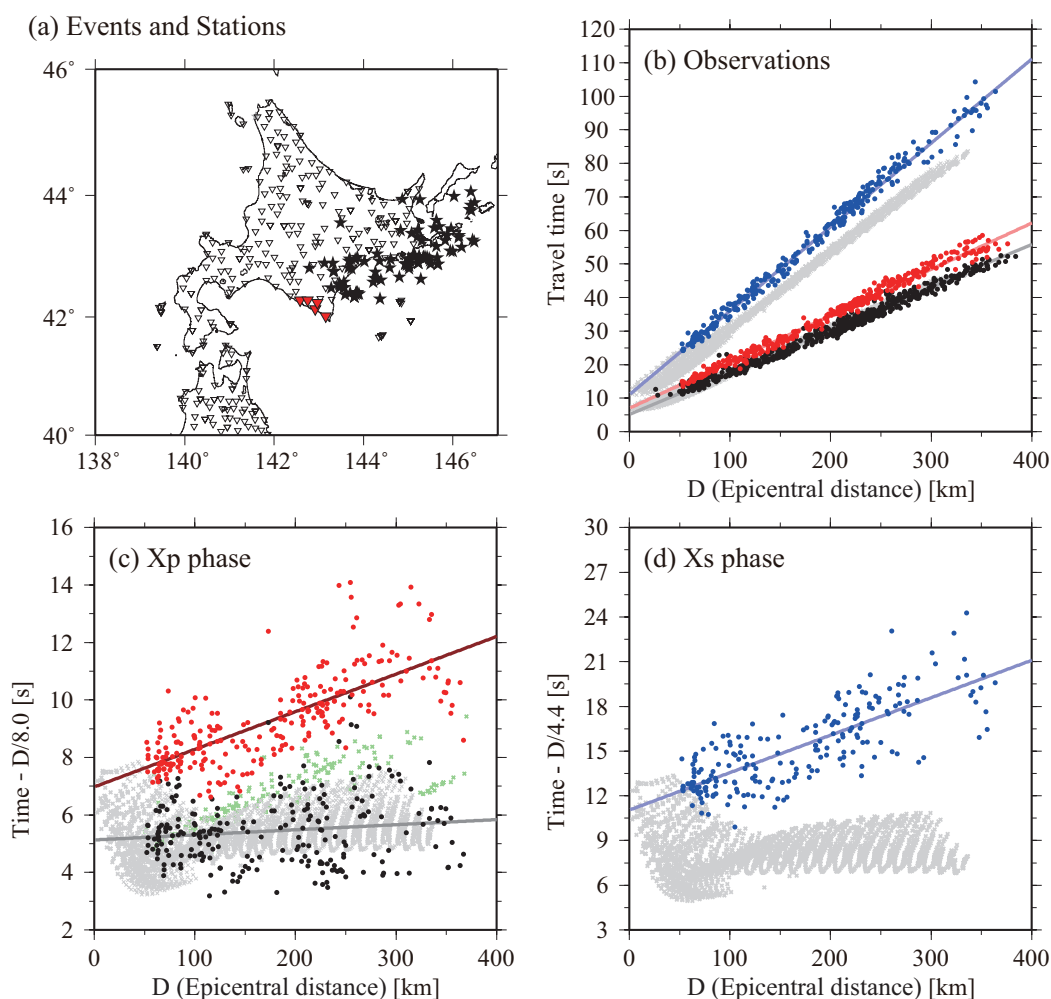


Fig.2.17 海洋性地殻内部を伝播したガイド波 (Xp phase と Xs phase) の走時の分布. (a) Xp phase や Xs phase が観測された震源 ( ) と観測点の分布. 観測点の分布を逆三角で表し, うち, 注目する 5 観測点 (HU.ERM, HU.KMU, HU.MUJ, N.SAMH, NOBUKA) の位置を赤逆三角で示す. (b) Xp phase と Xs phase の走時分布. 縦軸に走時, 横軸に震央距離をとる. 黒丸が初動 P 波の観測走時, 赤丸と青丸が Xp phase と Xs phase の観測走時を表す. 灰丸は, (a) に示す震源と観測点 (赤逆三角) の分布に対して, JMA2001 一次元速度モデルから計算された理論 P 波走時および理論 S 波走時である. 実線は各波群の観測走時から得られた線形回帰直線で, 初動 P 波 (灰実線) は 7.9 km/s, Xp phase (赤実線) は 7.2 km/s, Xs phase (青実線) は 4.0 km/s の見かけ速度に対応する. (c, d) Xp phase と Xs phase の走時分布. 緑丸は太平洋スラブ上部境界での SP 変換波の理論走時. その他の線とシンボルは (b) に同じ.

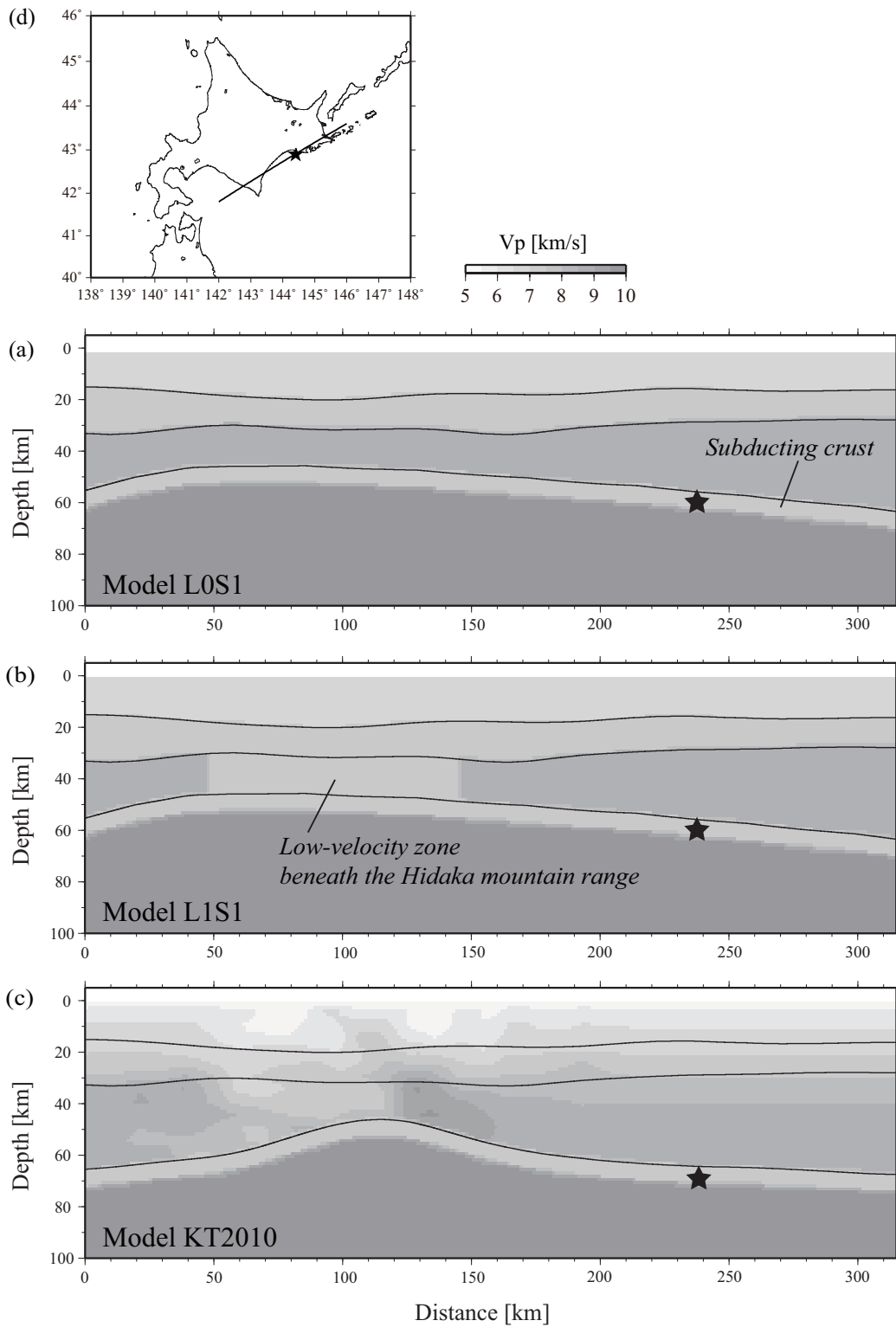


Fig.2.18 数値シミュレーションで仮定した2次元速度構造モデル．(a) 海洋性地殻のみを仮定したモデル (Model L0S1), (b) 日高山脈下に低速度域を導入したモデル, (c) 初動走時トモグラフィの結果 (Kita et al., 2010a) を反映したモデル．仮定した2次元面の位置と震央は, それぞれ (d) 中に黒線と星として示す．(a, b, c) 各モデルに対して与えた震源を星で示す．黒の実線は, コンラッド面と大陸モホ面 (Katsumata, 2010), 太平洋スラブ上部境界を表す．なお, 太平洋スラブ上部境界は Model L0S1 と Model L1S1 では Nakajima et al. (2009b), Model KT2010 では Kita et al. (2010a) の形状モデルをそれぞれ表す．



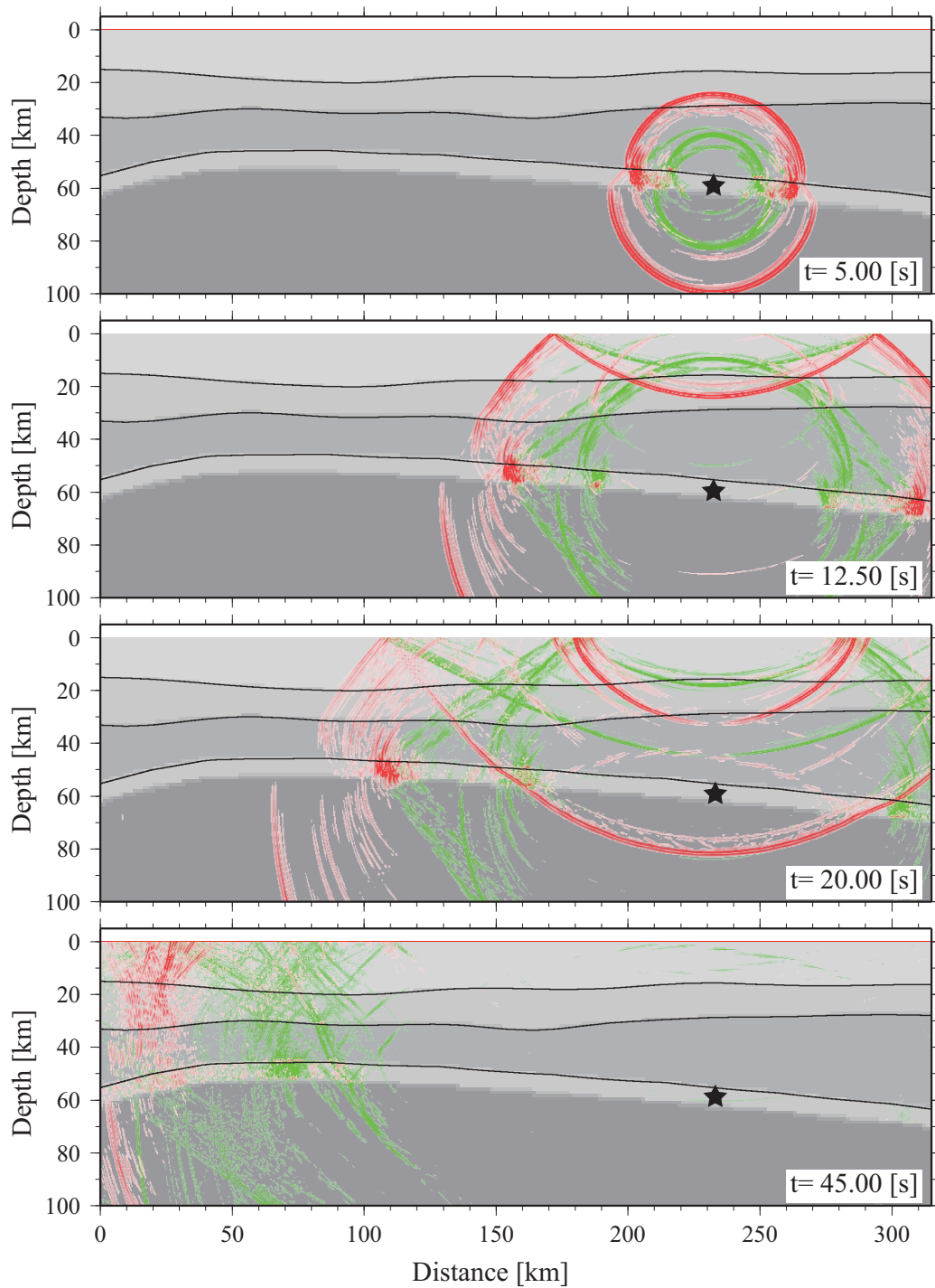


Fig.2.19 海洋性地殻のみを仮定したモデル (Model LOS1) で計算された波動場のスナップショット．それぞれ地震波の励起から 5.0s , 12.5s , 20.0s , 45.0s 後の波動場を示し，赤が P 波的，緑が S 波的な波群である．図中のシンボルや線は Fig. 2.18 に同じ．



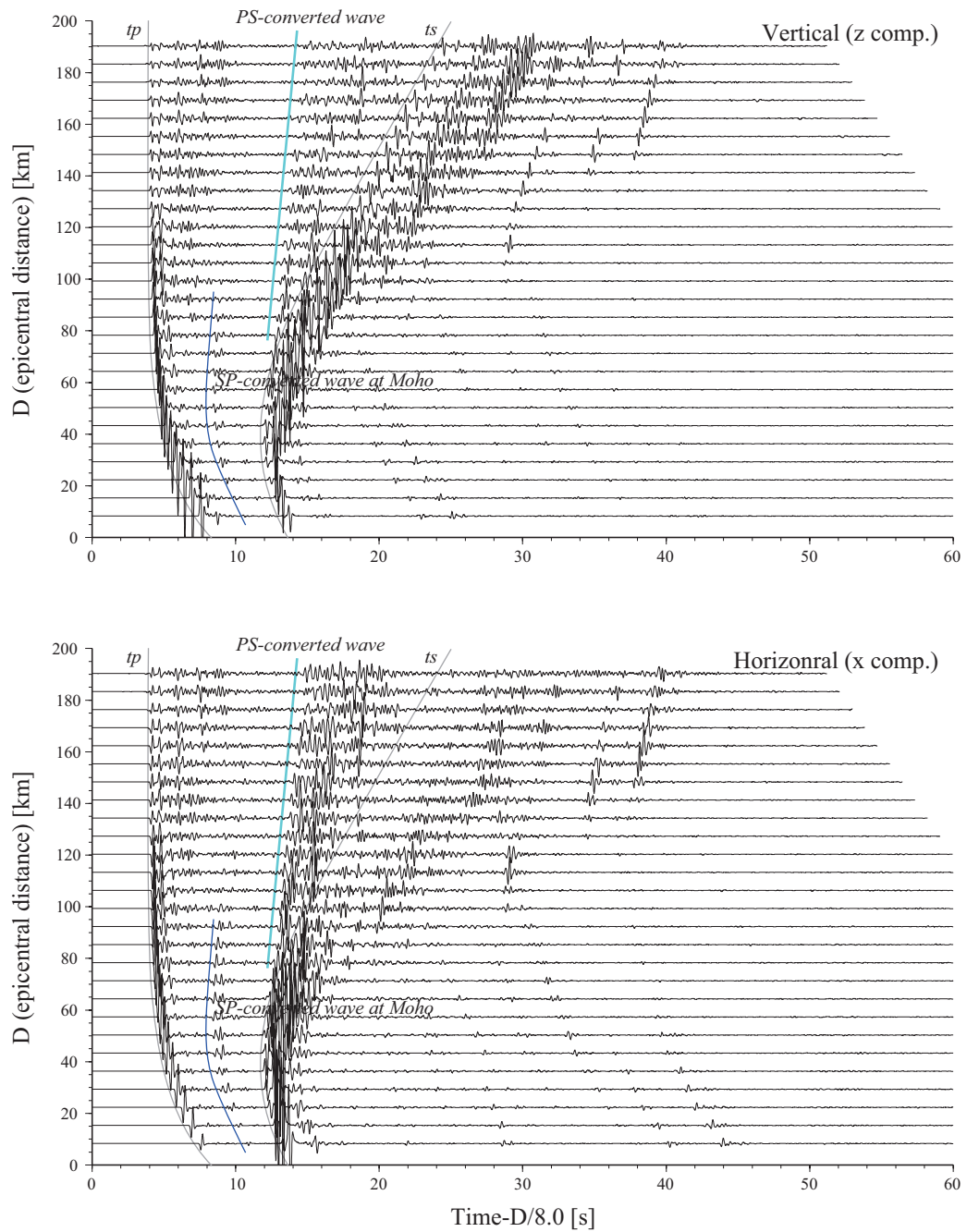


Fig.2.20 海洋性地殻のみを仮定したモデル( Model L0S1 )で計算された波形記録( 上段が vertical 成分, 下段が horizontal 成分 ). 縦軸が震央距離, 横軸は規格化した地震波励起からの経過時間をそれぞれ表す. 灰実線は仮定した速度構造モデルに対する初動 P 波 (  $tp$  ) と初動 S 波 (  $ts$  ) の到達時刻を示す. 色つきの実線は数値シミュレーションで計算された波群の解釈線であり, ここでは大陸モホ面での SP 変換波を青実線で, と太平洋スラブ上部境界での PS 変換波を水色の実線でそれぞれ示す.

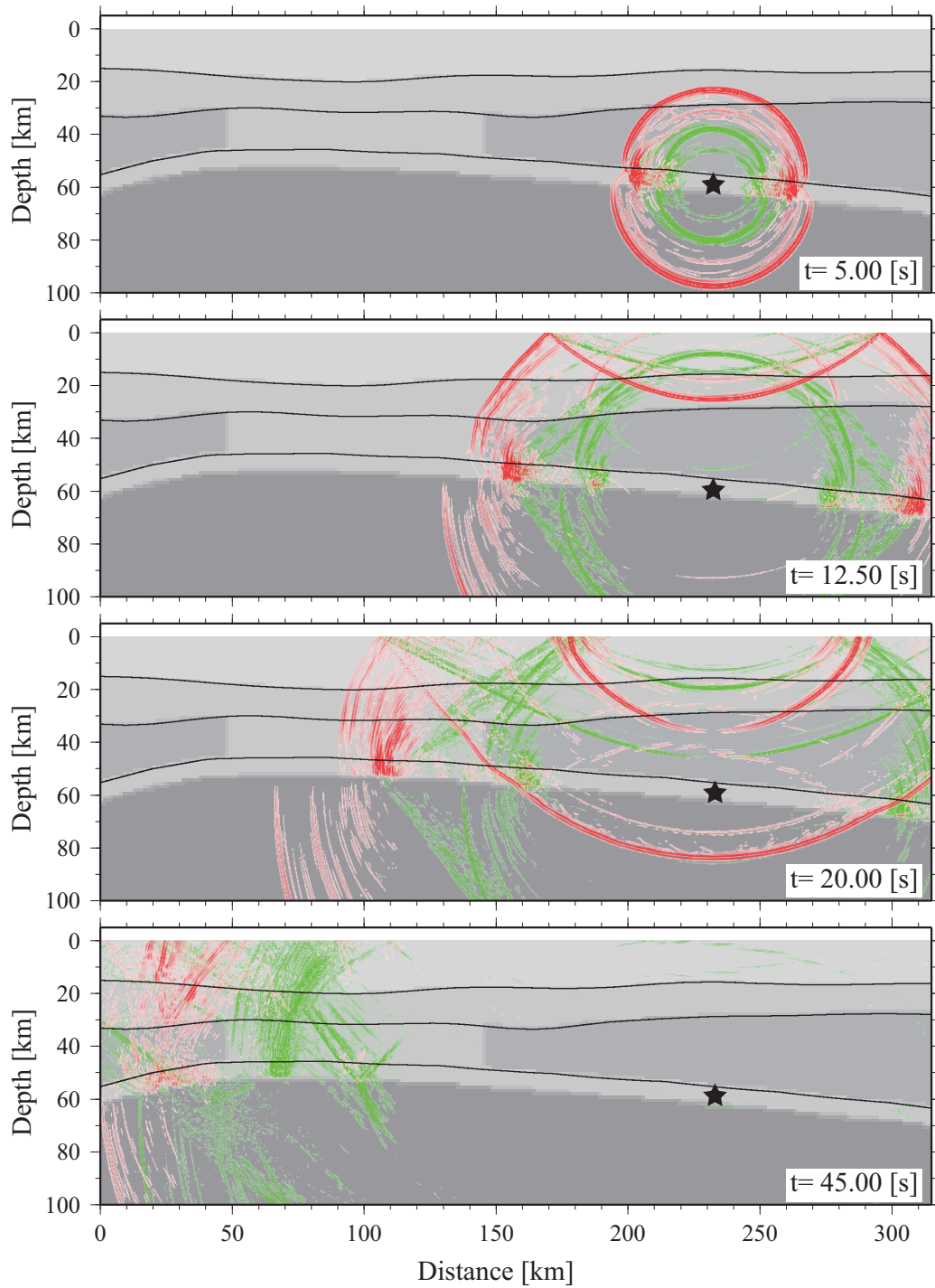


Fig.2.21 日高山脈下に低速度域を導入したモデル (Model L1S1) で計算された波動場のスナップショット．図中のシンボルや線は Fig. 2.18 や Fig. 2.19 に同じ．

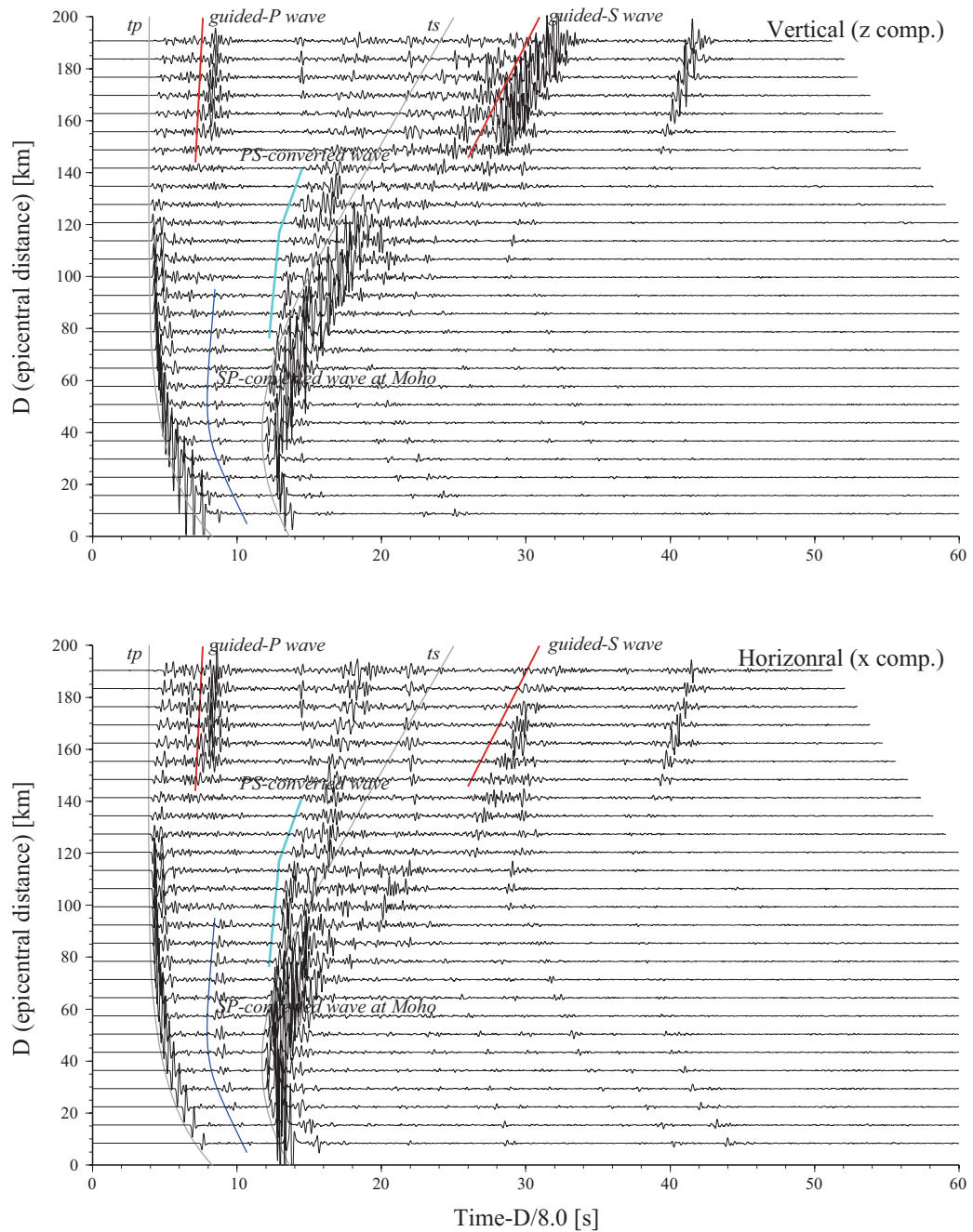


Fig.2.22 日高山脈下に低速度域を導入したモデル (Model L1S1) で計算された波形記録 (上段が vertical 成分, 下段が horizontal 成分). 色つきの実線は数値シミュレーションで計算された波群の解釈線であり, ここでは大陸モホ面での SP 変換波を青実線で, と太平洋スラブ上部境界での PS 変換波を水色の実線でそれぞれ示す. また, guided-P 波 (Xp phase) や guided-S 波 (Xs phase) を赤線で示す. その他は Fig. 2.20 に同じである.

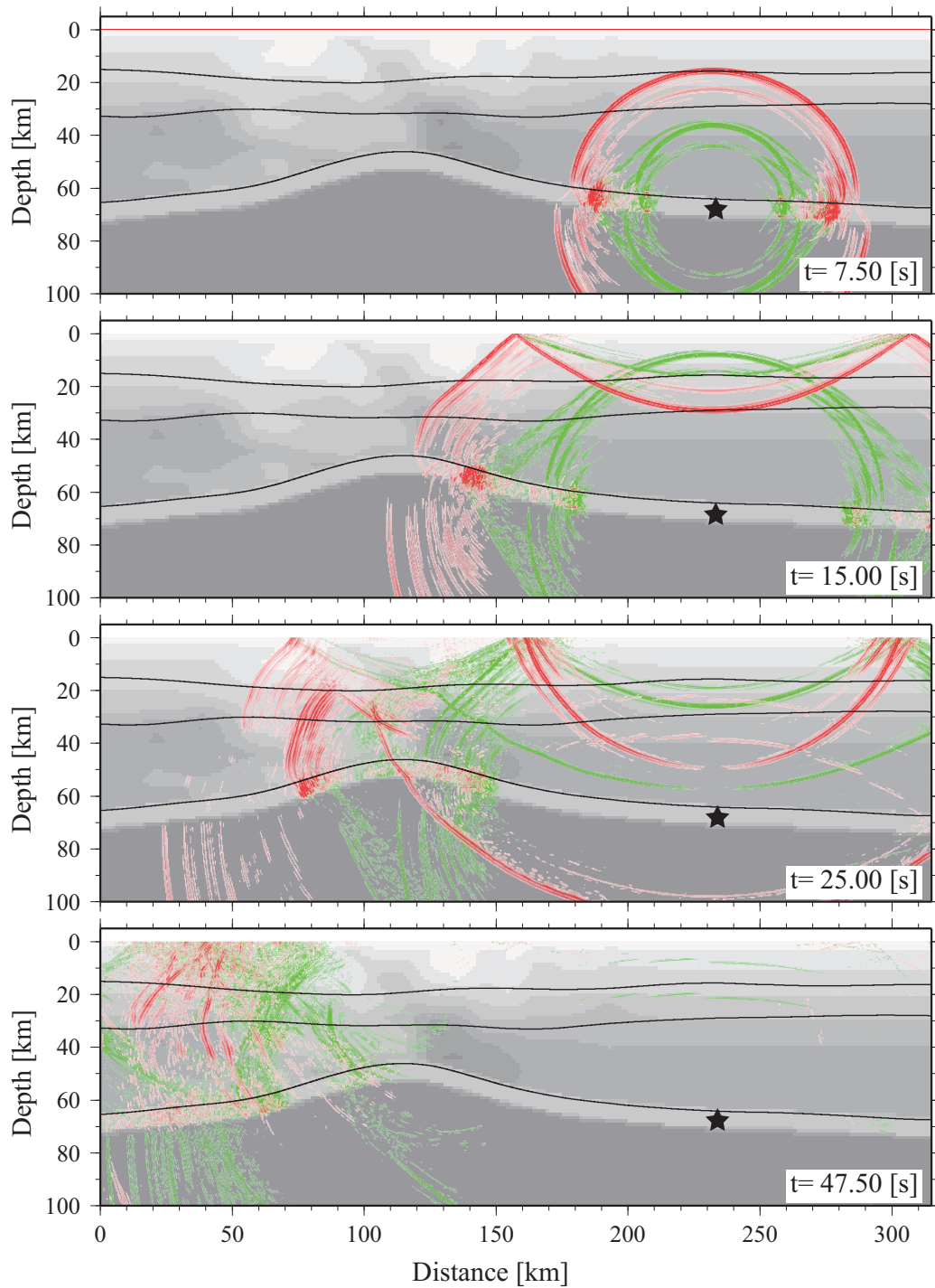


Fig.2.23 Model KT2010 で計算された波動場のスナップショット．それぞれ地震波の励起から 7.5s , 15.0s , 25.0s , 47.5s 後の波動場を示す．図中のシンボルや線は Fig. 2.18 や Fig. 2.19 に同じ．

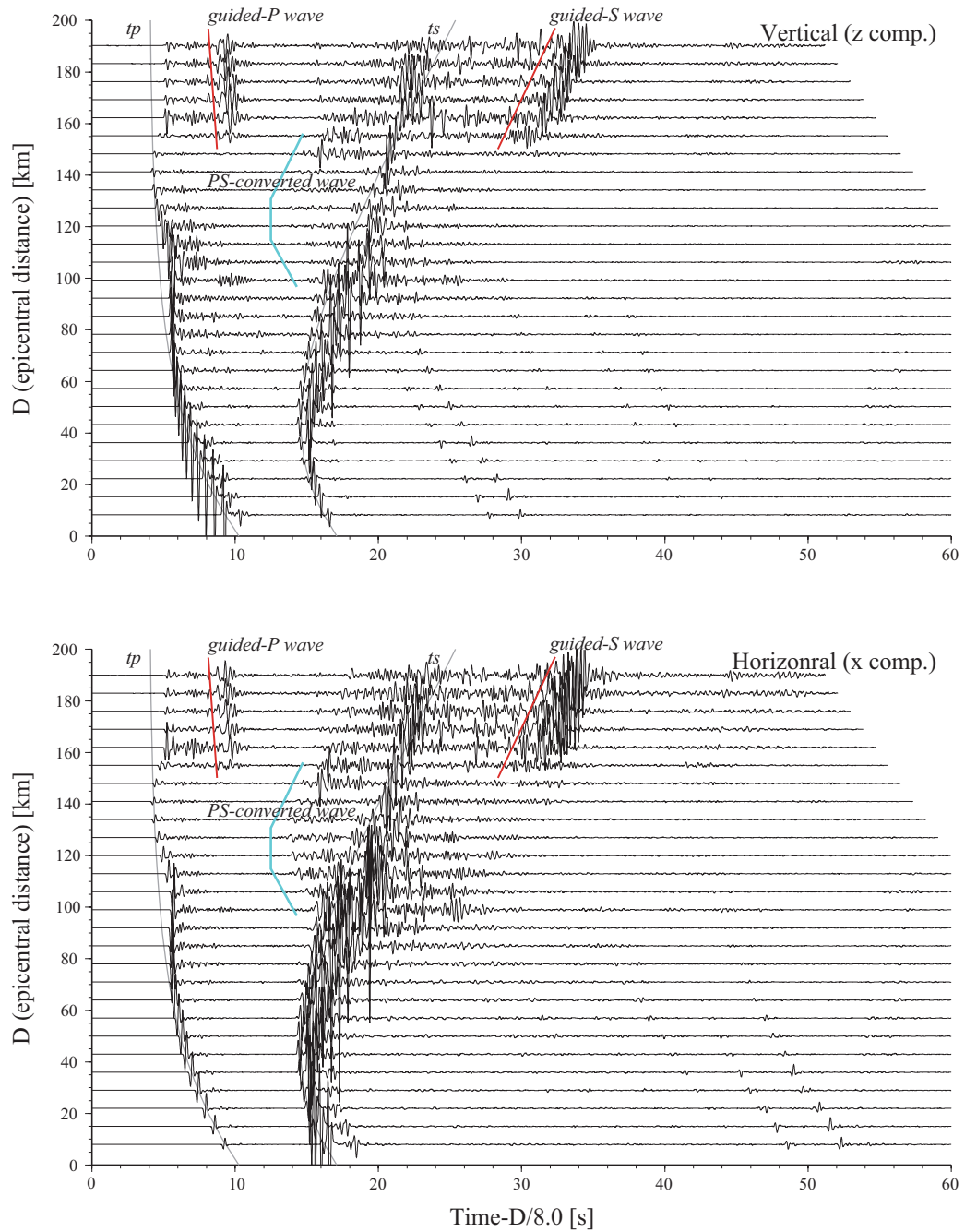


Fig.2.24 Model KT2010 で計算された波形記録（上段が vertical 成分，下段が horizontal 成分）．ここで仮定した海洋性地殻の P 波速度 ( $V_p^{oc}$ ) は 6.5 km/s である．色つきの実線はシミュレーション結果に対する波群の解釈線であり，太平洋スラブ上部境界での PS 変換波を水色の実線で，guided-P 波 (Xp phase) や guided-S 波 (Xs phase) の到達を赤線で示す．その他は Fig. 2.20 に同じ．



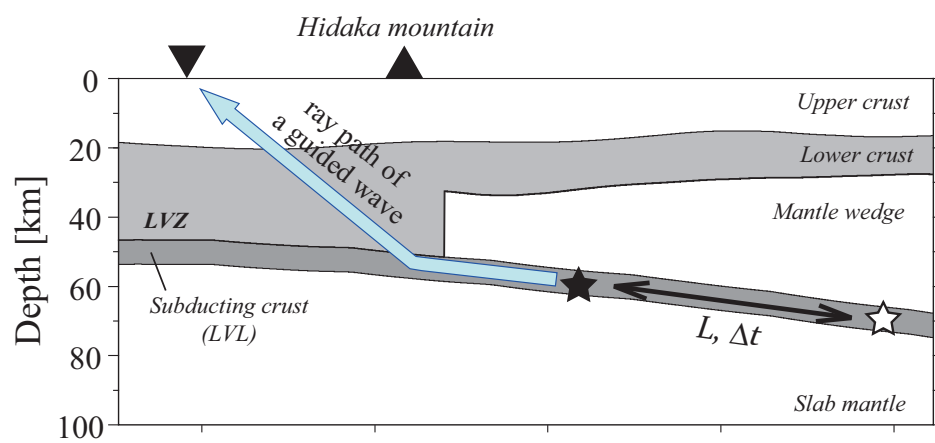


Fig.2.25 海洋性地殻内部を伝播するガイド波の伝播経路の概念図．星が観測点（ ）でガイド波が観測された2つの地震の震源位置を表す． $L$ は震源間距離， $\Delta t$ はガイド波の到達時刻差である．

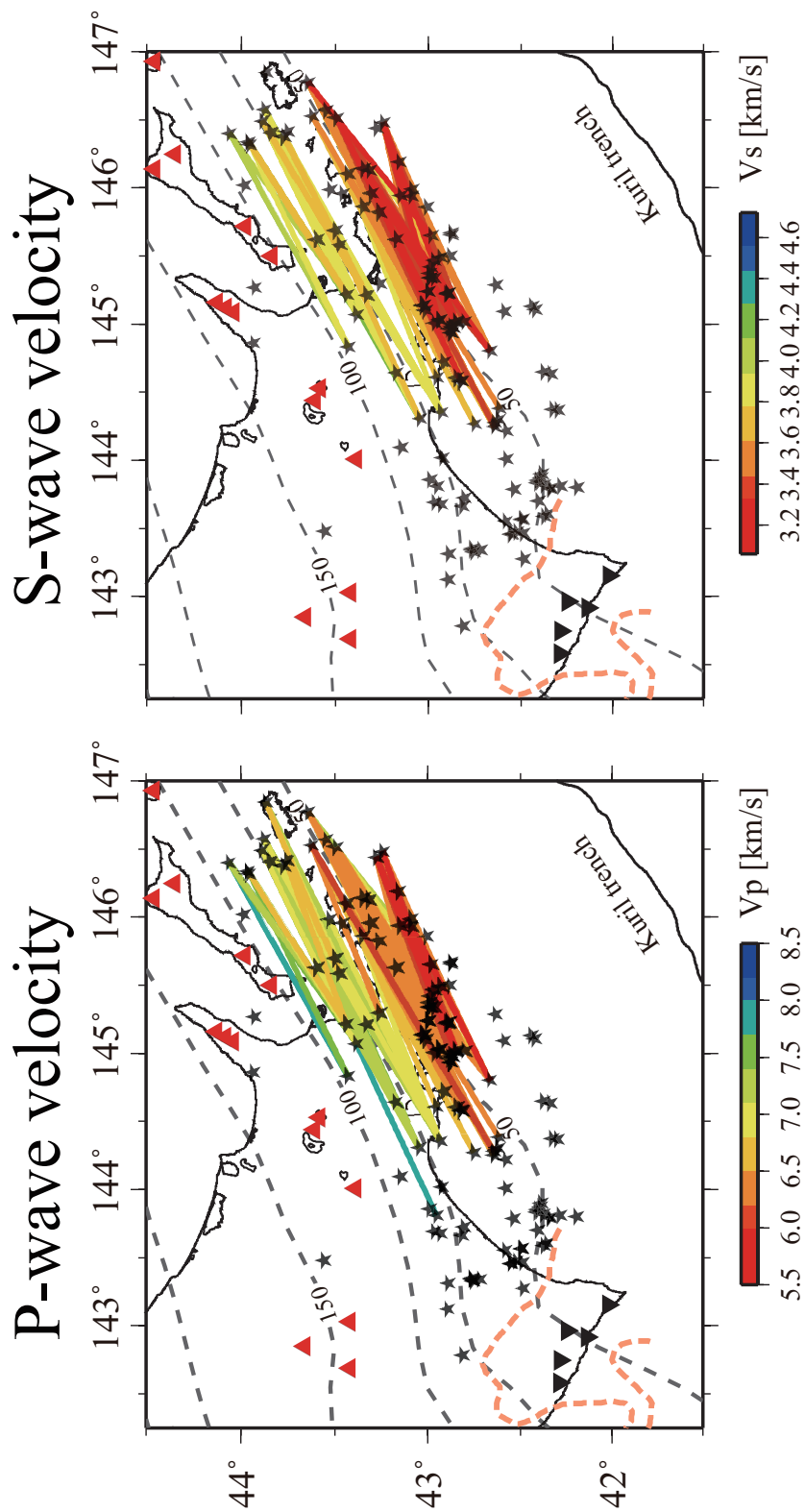


Fig.2.26 北海道東部下における海洋性地殻の(左)P波速度および(右)S波速度. 解析に使用した地震と観測点の分布をそれぞれ星と逆三角で示し, 赤三角は火山の分布を示す. 点線は太平洋スラブ上部境界 (Kita et al., 2010a), 橙の点線は太平洋スラブと日高山脈下の低速度域との接触域の分布 (Kita et al., 2010a) である.

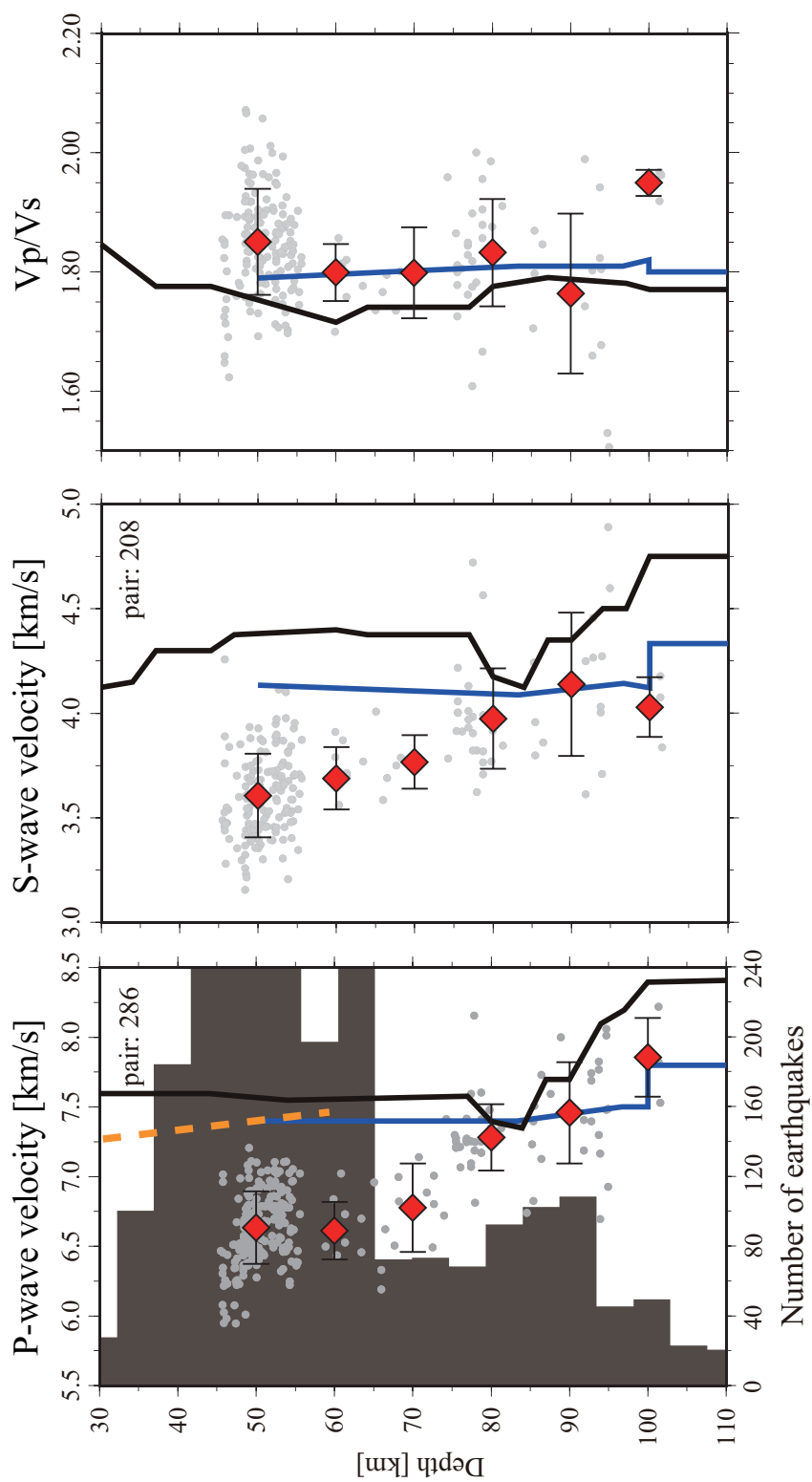


Fig.2.27 北海道東部下における海洋性地殻の(左)P波速度,(中)S波速度,および(右) $V_p/V_s$ の深さ分布. 各イベントペアに対して推定された値を灰色の丸で示し, 赤四角とエラーバーはそれぞれ深さ10 km ごとの平均値と標準偏差を表す. 黒 (Kimura and Nakajima, 2014) と青 (Hacker et al., 2003) の実線は海洋性地殻を構成する含水鉱物や含水した岩石相に対して期待されるP波速度, S波速度および $V_p/V_s$ である. 橙の点線は岩石実験から見積もられた含水鉱物のP波速度 (Fujimoto et al., 2010) を表す. また, 黒のヒストグラムは解析領域中の海洋性地殻内で発生した地震の数を表す.



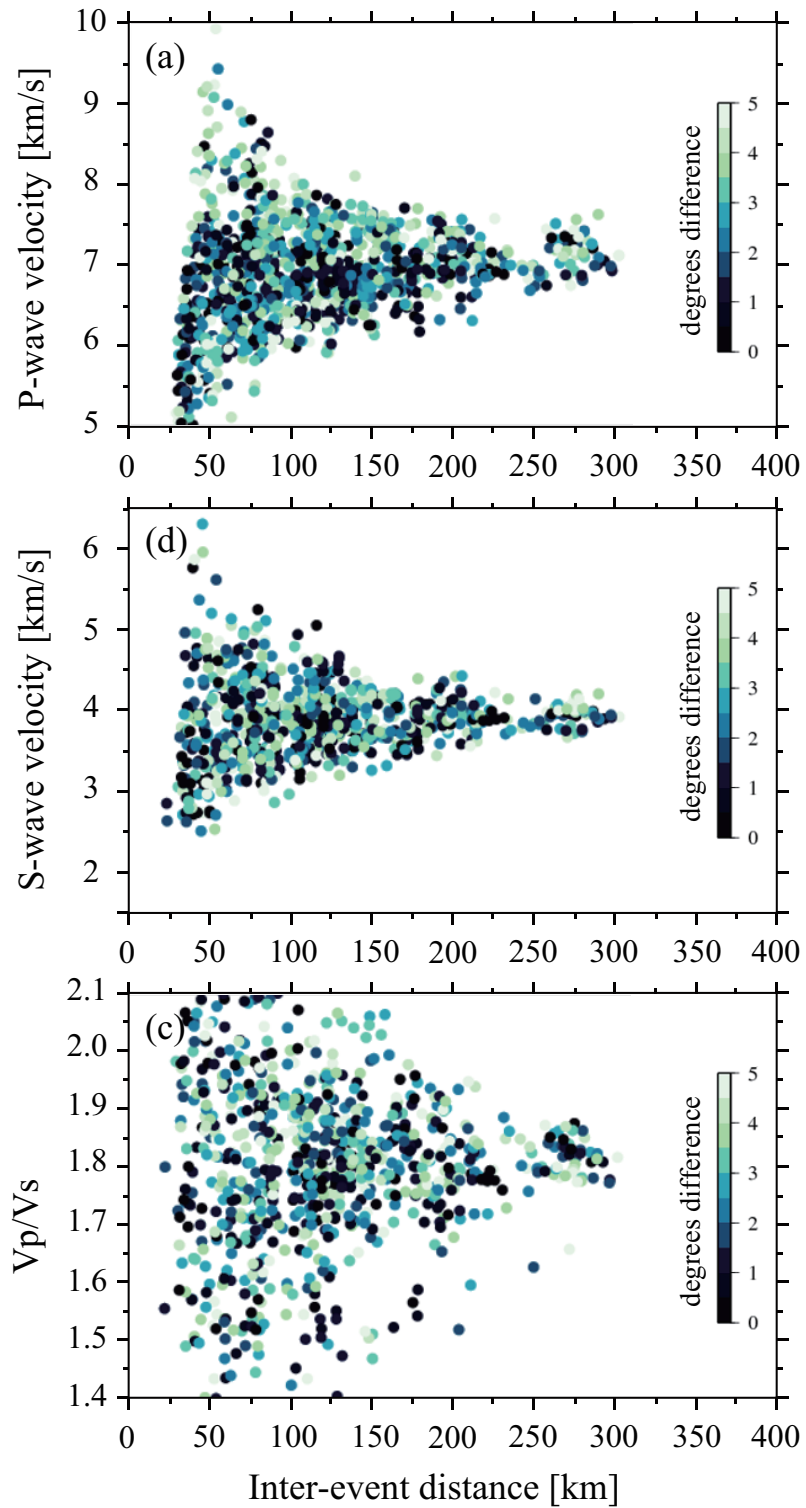


Fig.2.28 各イベントペアに対して推定された (a) P 波速度 , (b) S 波速度 , (c)  $V_p/V_s$  . 横軸は震源間距離を表し , 色は観測点からみた震源の方位差 (degree difference) を表す .

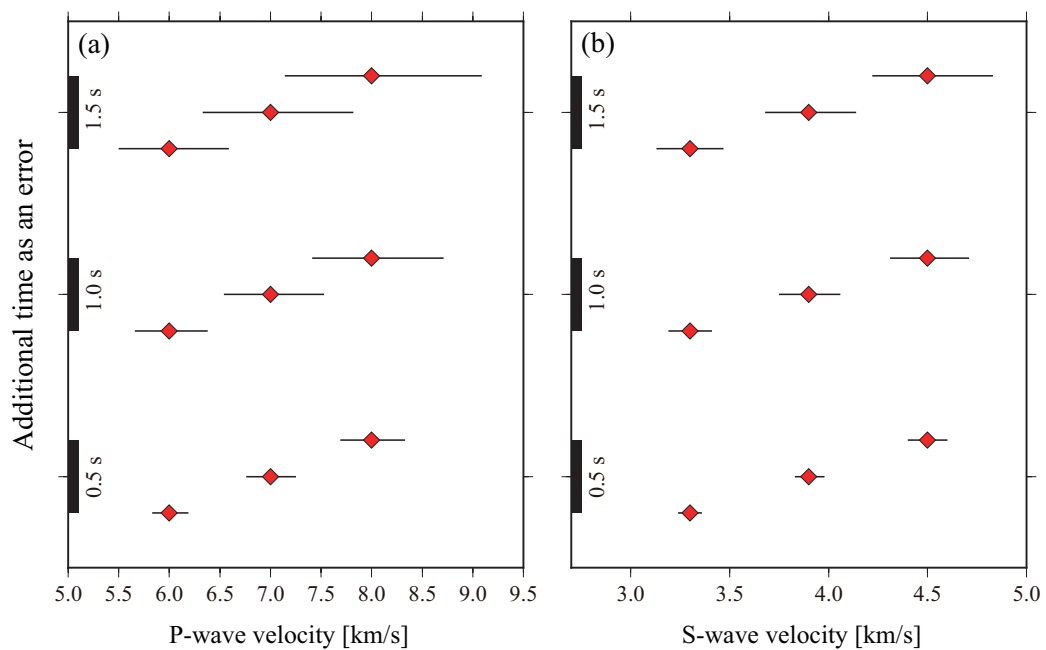
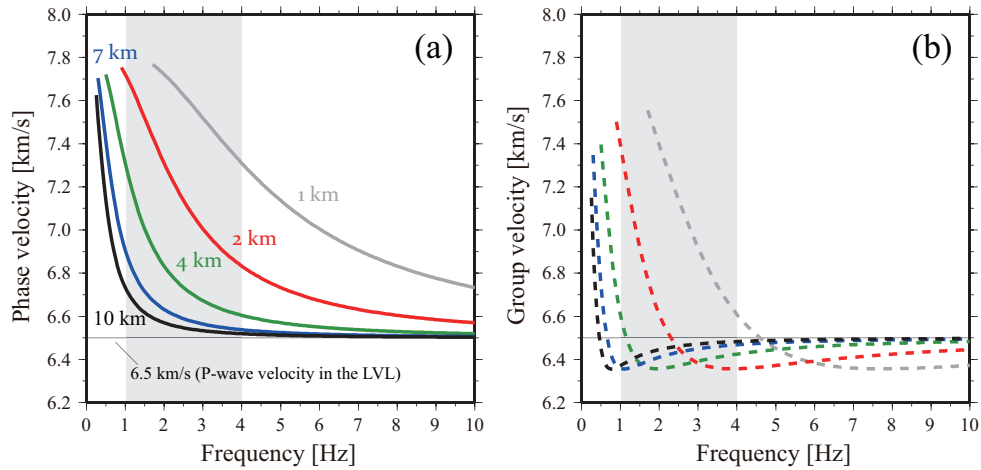


Fig.2.29 海洋性地殻の地震波速度の推定の誤差（左：P 波速度，右：S 波速度）. 仮定したイベント間の速度（赤四角）に対して，ガイド波の走時差に誤差（0.5 秒，1.0 秒，1.5 秒）が含まれる場合に，震源間距離が 100 km のイベントペアで推定される速度のばらつきをバーで示す．また，震源の位置やオリジンタイムの誤差を各イベントで 0.1-0.2 秒程度，guided-P 波と guided-S 波の読み取り誤差をそれぞれ 0.2 秒程度と 0.5 秒程度である．このため，実際の解析において，これらの誤差の影響は P 波速度に対して 1.0 秒，S 波速度に対して 1.5 秒となり，見積もられる速度の不確定差はそれぞれ最大で 5-7 % 程度であると考えられる．

## guided-P wave



## guided-S wave

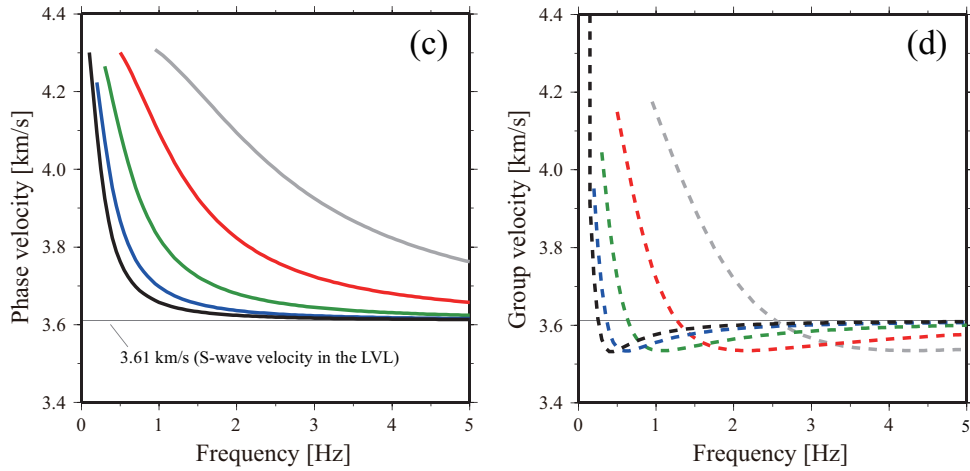


Fig.2.30 guided-P 波と guided-S 波に対する分散曲線 . (a), (b) guided-P 波の位相速度 ( phase velocity ) と群速度 ( group velocity ) , (c), (d) guided-S 波の ( phase velocity ) と群速度 ( group velocity ) . 仮定した速度構造は Tab.2.3 の通りである . 実線 ( 位相速度 ) と破線 ( 群速度 ) の色は海洋性地殻 ( LVL ) の厚さの違いを意味し , 仮定した厚さは図中に記述する . また , (a, b) 中の灰帯は guided-P 波が明瞭に観測される周波数帯域 ( 1-4 Hz ) を示す .

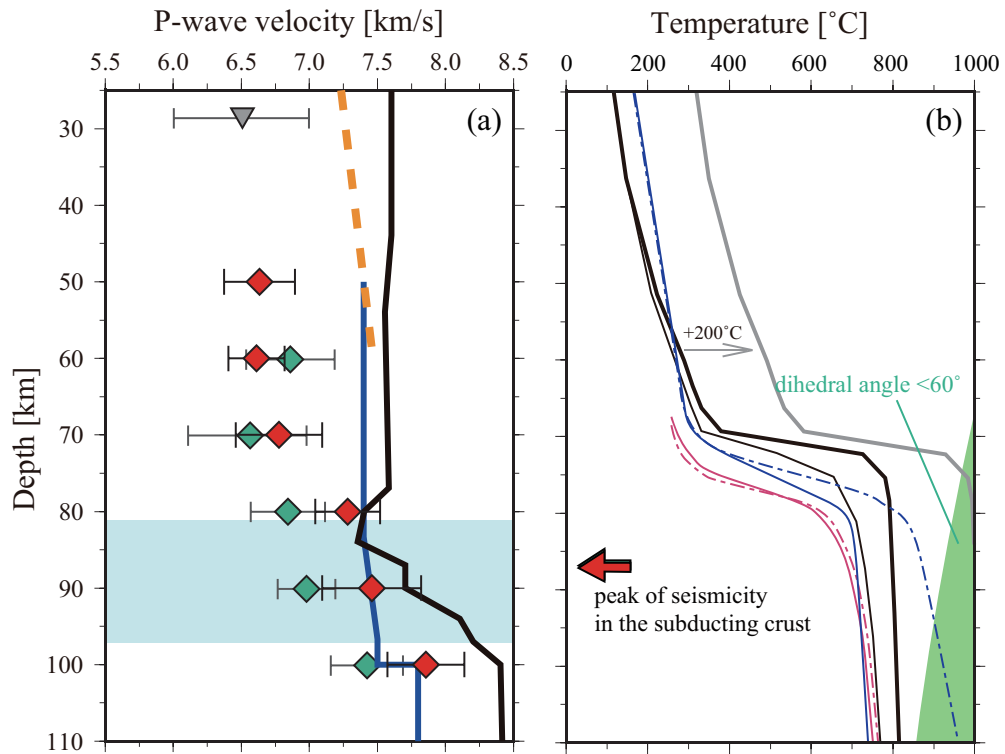


Fig.2.31 (a) 海洋性地殻の P 波速度の比較．緑と赤のシンボルはそれぞれ東北地方と北海道東部で推定された P 波速度であり，エラーバーは標準偏差を表す．灰色の逆三角は，構造探査から見積もられた深さ 30 km 以浅における海洋性地殻の P 波速度 (e.g., Takahashi et al., 2004; Ito et al., 2005; Miura et al., 2005; Nakanishi et al., 2009)．水色の領域は北海道東部の温度・圧力条件に対して，脱水により多量の水の生成が期待される深さ (Abers et al., 2013) を表す．その他は Fig. 2.11 や Fig. 2.27 に同じ．(b) 太平洋スラブ上部境界付近の温度分布．黒は Kimura and Nakajima (2014)，赤は Abers et al. (2013)，青は Wada et al. (2015) で計算された温度分布を表し，実線が東北地方，点線が北海道東部に対する結果である．太線と細線の違いは，スラブ直上付近のマントルウェッジの温度とスラブ表面（またはスラブ最上部の堆積層）の温度である．灰色の太線は Kimura and Nakajima (2014) で推定されたマントルウェッジの温度を 200°C 高温とした場合の温度分布．緑枠はマントルウェッジオリビンと水 (foresterite-H<sub>2</sub>O) 系において二面角 (dihedral angle) が 60° を下回る温度・圧力条件 (Mibe et al., 1999) を表す．また，緑と赤の矢印は海洋性地殻内地震活動が最も活発な深さ (Kita et al., 2006) を表す (赤矢印が緑矢印にほぼ重なっている)．

## 第 3 章 太平洋スラブの地震波減衰構造

### 3.1 はじめに

地震波の振幅は伝播距離の増加や時間の経過と共に小さくなり（減衰し）、そのメカニズムとして幾何減衰（geometrical spreading）や散乱減衰（scattering attenuation）、内部減衰（anelastic attenuation）が知られている。一般的に、散乱減衰は空隙や亀裂、断層などの散乱体による地震波エネルギーの再分配、内部減衰は粒界すべりや変形、流体やメルトの流動などによる地震波エネルギーの損失を反映していると考えられている。例えば、直達波では散乱減衰と内部減衰が影響し、コーダ波（の時間変化）には内部減衰が影響すると考えられている（e.g., Sato et al., 2012）。

地球内部を構成する物質の内部減衰については、主に室内の岩石実験により調べられている（e.g., Jackson et al., 1992, 2002; Karato, 2003）。例えば、Jackson et al. (2002) などでは、高温・高圧条件下のマントルウェッジオリビンに対する実験から、減衰を表すパラメータである  $Q$  値（Quality factor）が温度や周波数に強く依存することを見出した。加えて、流体やメルトの存在が内部減衰を大きくすることも実験的に確かめられている（e.g., Karato, 2003; Faul et al., 2004; McCarthy and Takei, 2011）。これらの結果は、各地の沈み込み帯で推定された 3 次元的地震波減衰構造の分布を解釈し、流体やメルトの存在や分布を議論する上で重要な知見を与えている（e.g., Eberhart-Phillips et al., 2008, 2014; Nakajima et al., 2013; Liu et al., 2014, 2015; Saita et al., 2015）。

一方で、散乱減衰は亀裂などの散乱体や非常に短い波長スケールでの不均質構造（短波長不均質）が存在することにより生じる。また、このような不均質構造の存在は、コーダ波の励起などとして観測されることが知られている（e.g., Sato et al., 2012）。近年、地震波散乱に対する理論的な理解や解析手法が発達し、短波長不均質の空間分布（e.g., Furumura and Kennet, 2005; Takahashi et al., 2009, 2013）や高周波帯域における震源過程の特徴（e.g., Takemura et al., 2009）が明らかになりつつある。また、コーダ波の解析より、震源パラメータを推定する際の安定性の向上（e.g., Mayeda et al., 2007）や散乱減衰と内部減衰の分離（e.g., Hoshiba et al., 1993）などが試みられている。

観測波形のスペクトルから地震波の減衰を精度良く推定するためには、震源スペクトルやサイト特性などの影響を補正あるいは取り除くことが必要である。スペクトル比法とは、観測スペクトルの比をとることで、一つあるいは複数の共通する周波数特性をキャンセルし、注目したい特性（震源過程や減衰、サイト特性など）を抽出する手法であり、これまで多くの研究で使用されている（e.g., Aki et al., 1980; Xie and Mitchall, 1990; Yoshimoto et al., 1993; Matsuzawa et al., 1989）。

例えば、同一観測点で観測された複数の地震の観測スペクトルの比からは震源特性の違いが抽出できる（e.g., Ide et al., 2003; Uchida et al., 2007; Uchide et al., 2014）。また、同一の地震に対して計算される 2 観測点のスペクトル比は観測点間の特性として地震波の減衰を推定する際に利用されている（e.g., Xie and Mitchall, 1990; Noriega et al., 2014）。Matsuzawa et al. (1989) では、2 つのイベントそれぞれで計算されるスペクトル

比（二重スペクトル比）を計算することで、震源項と観測点近傍の影響をキャンセルし、観測記録のみから地震波減衰を推定する手法を考案した。これまでに二重スペクトル比法により、マントルウェッジ最上部 (Matsuzawa et al., 1989) や大陸地殻内部 (松澤・他, 2003) の減衰の推定が試みられている。

コーダ波の振幅は十分に時間が経過した時間帯域（およそ S 波走時の 2 倍よりも後）では時間のみ依存して減少することが知られている (e.g., Rautian and Khalturin, 1978)。先述したような、コーダ波と直達波を組み合わせることによるコーダ減衰 ( $Q_c$ ) の推定方法はスペクトル比法の一つであり、コーダ規格化法 (Aki, 1980) と呼ばれる。この手法は、直達波とコーダ波のスペクトル比をとることでイベントと観測点ペアごとに震源特性をキャンセルし、直達波の減衰を推定することができる。Yoshimoto et al. (1993) では、さらに狭帯域においては P 波と S 波の震源スペクトル形状が類似するという仮定のもと、S コーダ波から P 波と S 波の地震波減衰が推定した。加えて、コーダ波は Multiple Lapse Time Window (MLTW) 法 (e.g., Hoshiba et al., 1993; Dominguez and Davis, 2013) による散乱減衰と内部減衰の同時推定やコーダ規格化法と直達波のスペクトル比のジョイント (Matsumoto et al., 2009) による震源域近傍の詳細な P 波減衰構造の推定などにも利用されている。

東北日本下では、マントルウェッジなど太平洋スラブ以浅の詳細な地震波減衰構造の理解が進みつつある (e.g., Tsumura et al., 1996, 2000; Nakajima et al., 2013; Liu et al., 2014; Kita et al., 2014)。特に Nakajima et al. (2013) は直達波の減衰を推定する際に、コーダスペクトル比法から求めたコーナー周波数を用いることで、震源スペクトル形状と地震波減衰の間に存在するトレードオフ (e.g., Ko et al., 2012) を解消し、より精度の高い地震波減衰推定手法を提案した。

これに対して、太平洋スラブ地震波減衰はマントルウェッジに比べて非常に小さいことは知られている (e.g., Utsu, 1966; Utsu and Okada, 1968) もの、その内部の詳細な減衰構造は明らかになっていない。一方で、地震波速度の解析により、東北日本下の太平洋スラブには最上部の低速度層 (e.g., Tsuji et al., 2008; Nakajima et al., 2009a,c) や二重深発地震面下面付近の低  $V_p/V_s$  領域 (Zhang et al., 2004) などが存在することが明らかになった。また、2003 年の宮城県沖地震 (M 7.1) など、比較的規模の大きいスラブ内地震の震源域やその周辺部では顕著な地震波速度の低下や項  $V_p/V_s$  が観測されている (e.g., Mishra and Zhao, 2003, 2004; Nakajima et al., 2011)。これらの低速度域の形成や二重深発地震面などのスラブ内地震活動には、含水鉱物やその脱水により生じた水が寄与すると考えられている (e.g., Kirby et al., 1996; Seno and Yamazaki, 2004; Nakajima et al., 2011)。また、流体の存在は地震波の減衰を大きくするため (e.g., Karato, 2003)、地震波の低速度域では地震波減衰も大きくなることが期待される。地震波の減衰と速度は、流体の存在に対して異なった応答を示すことから、詳細な減衰構造を推定することは太平洋スラブ内部の不均質構造や地震活動、流体分布の関係を理解する上で非常に重要である。

そこで本解析では、Nakajima et al. (2013) の手法を発展させ、太平洋スラブ内部の地震波減衰を精度高く推定することを試みた。具体的には、スラブ内地震に対してスペクトル比法を適用することでイベント間の特性としてスラブ内の地震波減衰を推定した。なお、本解析でも地震波の減衰を推定する際には、まず、コーダスペクトル比法により震源

スペクトル形状を決めるパラメータの一つであるコーナー周波数を推定し、次いで、推定されたコーナー周波数を用いて地震波減衰を推定する、という手順を踏む。また、得られたイベント間の減衰に地震波減衰トモグラフィ法 (Nakajima et al., 2013) を適用し、太平洋スラブ内部の 3 次元的な地震波減衰構造を推定した。解析全体の手順は Fig. 3.1 に示す通りである。

## 3.2 解析手法の概要

### 3.2.1 コーナー周波数の推定

#### コーダスペクトル比法

本解析ではまず、コーダスペクトル比法によりコーナー周波数を推定する。観測点  $m$  で記録された地震  $i$  のコーダ波の速度振幅スペクトルは以下のように記述される。

$$A_{im}^{\text{coda}}(t_c; f) = S_i(f)R_m(f)I_m(f)P_{im}^{\text{coda}}(t_c; f). \quad (3.1)$$

ここで、 $S_i$  は震源スペクトル、 $R_m$  はサイト特性、 $I_m$  は計器特性、 $P^{\text{coda}}$  はコーダ波の励起特性を表し、 $t_c$  は時間窓の時刻である。(3.1) 式に対する具体的な振幅は輻射伝達理論 (e.g., Aki and Chouet, 1975) や一次等方散乱理論 (e.g., Sato et al., 1977) などによりモデル化されている。例えば、一次等方散乱理論では、媒質の地震波速度が一定かつ散乱が一様である場合、コーダ波の二乗振幅  $\langle |A^{\text{coda}}|^2 \rangle$  は、

$$\left\langle |A_{im}^{\text{coda}}(t_c; f)|^2 \right\rangle_{t_c > 2t_s} \approx S_i^2(f) \frac{g_0}{2\pi V_s^2 t_c^2} \exp\left(-\frac{2\pi f t_c}{Q_c}\right) \propto \frac{1}{t_c^2} \exp\left(-\frac{2\pi f t_c}{Q_c}\right)$$

となる (Sato et al., 1977, 2012)。ここで、 $t_s$  は S 波の理論走時、 $g_0$  は散乱係数、 $V_s$  は S 波速度、 $Q_c$  はコーダ波の減衰を表す。

コーダ波のスペクトル比を計算するために、規模が異なり、震源間距離の比較的小さいイベントペアを考える。ここで、規模の大きい地震を Master イベント、規模の小さい地震を Slave イベントと定義し、それぞれの観測スペクトルを  $A_{Mm}^{\text{coda}}$ 、 $A_{Sm}^{\text{coda}}$  と書けるものとする。同一の観測点で記録された地震波形のスペクトルを用いるのでサイト特性と計器特性は等しくなる。また、震源間距離が十分に小さいイベントペアでは不均質構造などが寄与するコーダ波の励起特性がほぼ等しくなることが期待される ( $P_{Mm}^{\text{coda}} \approx P_{Sm}^{\text{coda}}$ ) ため、Master イベントと Slave イベントのスペクトル比  $D^{\text{coda\_cal}}$  は、

$$\begin{aligned} D^{\text{coda\_cal}}(f) &= \frac{A_{Mm}^{\text{coda}}(t_c; f)}{A_{Sm}^{\text{coda}}(t_c; f)} = \frac{S_M(f)R_m(f)P_{Mm}^{\text{coda}}(t_c; f)}{S_S(f)R_m(f)P_{Sm}^{\text{coda}}(t_c; f)} \\ &\approx \frac{S_M(f)}{S_S(f)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

と書くことができる。

本解析では震源スペクトルの形状として、

$$S(f) = C \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^p} \quad (3.3)$$

を仮定する．ここで， $C$  は低周波側のフラットレベル， $f_c$  はコーナー周波数を表し， $p$  はべき乗指数となる．なお， $p = 2$  を与えると，上式は  $\omega^2$  モデル (e.g., Brune, 1970) に一致し，Fig. 3.2 で示すようなスペクトル形状となる．この震源スペクトル形状を (3.2) 式に代入すると，

$$D_{MS}^{\text{coda-cal}}(f) = \frac{C_M \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_{cM}}\right)^p}}{C_S \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_{cS}}\right)^p}} = \Omega_{MS} \frac{1 + \left(\frac{f}{f_{cS}}\right)^p}{1 + \left(\frac{f}{f_{cM}}\right)^p} \quad (3.4)$$

を得る．ここで， $\Omega_{MS} = C_M/C_S$  である．

本解析では，Master イベントと Slave イベントの両者が観測された観測点のうち，Master イベントからの震央距離が小さい順に最大 50 観測点のスペクトル比の平均を観測スペクトル比 ( $D_{MS}^{\text{coda-obs}}$ ) と定義し，グリッドサーチにより 2 イベントのコーナー周波数を見積もった．また，グリッドサーチでは評価関数

$$\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K [\log D_{MS}^{\text{coda-obs}} - \log D_{MS}^{\text{coda-cal}}]^2$$

が最小となる 2 つのコーナー周波数を求めた．なお，Aki et al. (1980) などによるとコーダ波スペクトル比のフラットレベル  $\Omega_{MS}$  は 2 つのイベントの地震モーメントの比 ( $M_0^M, M_0^S$ )，つまり，

$$\Omega_{MS} = \frac{M_0^M}{M_0^S}$$

と表すことができる．ただし，本解析でグリッドサーチを行う際にはコーナー周波数 ( $f_{cM}, f_{cS}$ ) に加えて， $\Omega_{MS}$  も未知数として解く．グリッドサーチを行う際に刻み幅は  $\log \Omega_{MS}$  に対して 0.02， $f_c$  に対して 0.2 Hz とした．また， $f_c$  については 0.2 Hz から 33.0 Hz の周波数帯域で探索を行った．

### 応力降下量の推定

本解析では，コーダスペクトル比法で推定されたコーナー周波数からスラブ内地震の応力降下量を見積もることで，推定された  $f_c$  の妥当性を検討するとともに，スラブ内地震の応力降下量の分布について議論する．コーナー周波数  $f_c$  と応力降下量  $\Delta\sigma$  の関係は以下の通りである．

Sato and Hirasawa (1973) に従い，円形クラックモデルを仮定すると，円形クラックの半径 (断層半径)  $r$  は

$$r = \frac{\kappa V}{2\pi f_c} \quad (3.5)$$

と表すことができる．ここで， $\kappa$  は定数， $V$  は地震波速度である．Eshelby (1957) によれば，応力降下量  $\Delta\sigma$  は，断層半径と地震モーメント  $M_0$  から，

$$\Delta\sigma = \frac{7}{16} \frac{M_0}{r^3} \quad (3.6)$$



となる．したがって，(3.5) 式を (3.6) 式へ代入することで，

$$\Delta\sigma = \frac{7}{16}M_0 \left( \frac{2\pi f_c}{\kappa V} \right)^3 \quad (3.7)$$

として，コーナー周波数と応力降下量の関係を得る．ここで，地震モーメント  $M_0$  は，モーメントマグニチュード  $M_W$  から Kanamori (1977) に従って，

$$\log M_0 = 1.5M_W + 9.1$$

として，気象庁マグニチュード  $M_{JMA}$  からは佐藤 (1989) に従って，

$$\log M_0 = 1.5M_{JMA} + 9.2 \quad (3.8)$$

のようにそれぞれ換算される．本解析では JMA 一元化震源カタログに記載されたマグニチュード，すなわち気象庁マグニチュードを使用するため，(3.8) 式を用いて地震モーメントを計算する．

また，本解析ではスラブ内地震の応力降下量を一定と仮定した場合に期待されるコーナー周波数を用いて地震波減衰の推定精度を検証する．このときのコーナー周波数は (3.7) 式を変形した

$$f_c = \sqrt[3]{\frac{16}{7} \left( \frac{\kappa V}{2\pi} \right)^3 \frac{\Delta\sigma}{M_0}} \quad (3.9)$$

により与える．なお，本解析では  $\kappa = 2.34$  とし， $V$  は JMA2001 一次元速度モデル (上野・他, 2002) の S 波速度を基準とし，スラブマントルの地震では 1.05 倍した速度を使用する．また，海洋性地殻内部に分布した地震に対しては深さ 100 km 以浅で 0.85，深さ 100-120 km では 0.95，深さ 120 km では 1.05 をそれぞれ JMA2001 一次元速度モデルの S 波速度にかけて使用する．特に海洋性地殻内部の地震に対して与えたこの変化は，含水鉱物の相転移などによる海洋性地殻の地震波速度の上昇を想定し，第 2 章の結果や Shiina et al. (2013, 2014) の結果を参考に与えた．

### 3.2.2 地震波減衰の推定

#### 波線に沿った減衰

速度波形記録の振幅スペクトルは，

$$A_{im}(f) = 2\pi f S_i(f) B_{im}(f) R_m(f) I_m(f) F_{im} \quad (3.10)$$

として記述することができる．ここで， $S_i$  は震源スペクトル， $B_{im}$  は波群が経験した媒質の減衰特性， $R_m$  はサイト特性， $I_m$  は計器特性， $F_{im}$  は周波数に依存しない特性であり，幾何減衰や震源から放射特性を含む．なお，以下では計器特性  $I_m$  は補正されたものであるとする．媒質の減衰特性  $B_{im}$  は，波線に沿った減衰を表すパラメータ  $t^*$  を用いて，

$$B_{im}(f) = \exp[-\pi f t_{im}^*(f)] \quad (3.11)$$

と書くことができる．また， $t^*$  は波線  $s$  に沿った積分

$$t^* = \int_{\text{path}} \frac{1}{V(s)} \frac{1}{Q(s)} ds = \int_{\text{path}} \frac{t(s)}{Q(s)} ds \quad (3.12)$$

として  $Q$  値と結びつく．ここで， $V$  は地震波速度， $t$  は走時を表す．なお，先述したように地震波減衰は周波数に依存することが知られている (e.g., Jackson et al., 2002)．減衰の周波数依存性  $\alpha$  を考慮した場合，1 Hz における減衰特性  $t_0^*$  を用いて  $t^*(f)$  は

$$t^*(f) = t_0^* f^{-\alpha}$$

として表すことができる．震源スペクトルとして (3.3) 式を仮定すると，(3.10) 式は

$$A_{im}(f) = \Omega_{im} \frac{f}{1 + \left(\frac{f}{f_{ci}}\right)^p} R_m(f) \exp(-\pi f^{1-\alpha} t_{0im}^*) \quad (3.13)$$

となる．ここで， $\Omega_{im} = C_i F_{im}$  は周波数に依存しないパラメータを表す項であり，震源スペクトルにおける低周波側のフラットレベル ( $C_i$ ) や幾何減衰や震源からの放射特性 ( $F_{im}$ ) が含まれる．

### イベント間の減衰

本解析では同一の観測点  $m$  において観測された 2 つのスラブ内地震の波形記録からスペクトル比を計算し，イベント間の減衰を推定する．ここで伝播距離の長い地震を Master イベント，伝播距離の短い地震を Slave イベントとする．観測波形から計算されるスペクトルの比は，(3.10) 式から

$$\frac{A_{im}(f)}{A_{jm}(f)} = \frac{S_i(f)B_{im}(f)R_m(f)I_m(f)F_{im}}{S_j(f)B_{jm}(f)R_m(f)I_m(f)F_{jm}} \quad (3.14)$$

と書ける．このとき，Master イベント ( $i$ ) の波線近傍の Slab イベント ( $j$ ) が分布するとき (Fig. 3.3)，観測スペクトルの比をとることで，サイト近傍の特性とともに伝播経路が重なる領域における減衰の特性（本解析では特にマントルウェッジや大陸地殻の減衰）がキャンセルされる．このような場合，(3.14) 式は

$$\frac{A_{im}(f)}{A_{jm}(f)} = \frac{\Omega_{im}}{\Omega_{jm}} \frac{1 + \left(\frac{f}{f_{cj}}\right)^p}{1 + \left(\frac{f}{f_{ci}}\right)^p} \exp(-\pi f^{1-\alpha} \Delta t_{ij}^*) \quad (3.15)$$

と書き換えることができる．なお，上式では震源スペクトルとして (3.3) 式を仮定した．また， $\Delta t_{ij}^* = t_{0im}^* - t_{0jm}^*$  はイベント間の波線に沿った減衰を表すパラメータである．実解析で未知となるパラメータのみ右辺にまとめると (3.15) 式は

$$\frac{1 + \left(\frac{f}{f_{ci}}\right)^p}{1 + \left(\frac{f}{f_{cj}}\right)^p} \frac{A_{im}(f)}{A_{jm}(f)} = \frac{\Omega_{im}}{\Omega_{jm}} \exp(-\pi f^{1-\alpha} \Delta t_{ij}^*)$$

となり，さらに常用対数を取り，線形化することで，

$$\log D_{ijm}(f) = \log \frac{\Omega_{im}}{\Omega_{jm}} + G(f) \Delta t_{ij}^* \quad (3.16)$$

を得る．ここで， $D_{ijm} = \frac{1 + (f/f_{ci})^p}{1 + (f/f_{cj})^p} \frac{A_{im}(f)}{A_{jm}(f)}$ ， $G(f) = -\pi f^{1-\alpha} \log(e)$  であり， $e$  は Napier 数を表す．

本解析では，上で導いた観測スペクトル比と理論スペクトル比の関係（(3.16) 式）に従って，観測方程式を構築し，それらを LSQR 法 (Paige and Saunders, 1982) により最小二乗的に解くことで太平洋スラブ内の地震波減衰を推定する．また，同一イベントペアの観測スペクトル比が複数の観測点で得られた場合， $Q_p^{-1}$  が同じになるように拘束を与えて  $\Delta t^*$  を求める．

### 拘束条件

本解析で地震波減衰を推定する際には，解を安定した求めるため，下記に示す拘束条件を与えた．

$$\log \frac{\Omega_{im}}{\Omega_{jm}} = \frac{1}{N} \sum_{f_k=1\text{Hz}}^{3\text{Hz}} \log \frac{D_{im}(f_k)}{D_{jm}(f_k)}. \quad (3.17)$$

ここで， $f_k$  は周波数， $N$  は 1-3 Hz の間に存在する離散点の数を表す．

### 3.2.3 地震波減衰トモグラフィ

本解析では，前節で記した手法により推定された各波線（イベントペア間）における地震波の減衰パラメータ  $\Delta t^*$  に対して，3 次元地震波減衰トモグラフィ法 (Nakajima et al., 2013) を適用し，太平洋スラブ内部の減衰構造の推定を行った．そこで本項では，地震波減衰トモグラフィ法の概要を記す．

パラメータ  $\Delta t^*$  と  $Q^{-1}$  の関係式（(3.12) 式）を離散化すると

$$\Delta t_i^* = \sum_k \frac{s_{ik}}{V_k} \frac{1}{Q_k} \quad (3.18)$$

となる．ここで， $s_{ik}$  は波線  $i$  を複数に分割したセグメントに対する  $k$  番目のセグメントの長さ， $V_k$  と  $Q_k$  はそれぞれセグメント  $k$  における地震波速度と  $Q$  値である．なお，波線の計算には Zhao et al. (1992) による波線追跡法を適用した．

$i$  番目で観測された波線（イベントペア）の減衰（ $[\Delta t_i^*]^{\text{obs}}$ ）と理論的に計算される減衰（ $[\Delta t_i^*]^{\text{cal}}$ ）の残差を

$$d_i = [\Delta t_i^*]^{\text{obs}} - [\Delta t_i^*]^{\text{cal}}$$

とすると，観測方程式は

$$\mathbf{d} = \mathbf{G} \Delta \mathbf{m} + \mathbf{e}$$

となる．ここで， $\mathbf{d}$  は残差ベクトル， $\mathbf{G}$  は偏微分係数行列， $\mathbf{e}$  は誤差ベクトルであり，モデルの修正量を表すベクトル  $\Delta \mathbf{m}$  は

$$\Delta \mathbf{m} = [\Delta Q_1^{-1}, \Delta Q_2^{-1}, \dots, \Delta Q_k^{-1}, \dots, \Delta Q_K^{-1}]^T$$

である．本解析では，このようにして構築された観測方程式をダンプ付最小二乗法

$$\begin{bmatrix} \mathbf{d} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{G} \\ \lambda \mathbf{I} \end{bmatrix} \Delta \mathbf{m}$$

により解くことで、3次元減衰構造の推定を行った。ここで、 $\lambda$  はダンピングパラメータ、 $\mathbf{I}$  は単位行列を表す。

### 3.3 太平洋スラブにおける P 波の減衰

本節では、東北地方下の太平洋スラブ内地震に対して行った地震波減衰推定 ( $Q_p^{-1}$ ) の結果を示す。なお、特に断りがない限り、本節では震源スペクトルとして  $\omega^2$  モデル (Brune, 1970) を用いる。

#### 3.3.1 コーナー周波数の推定

##### データとパラメータの設定

本解析では、東北地方下の太平洋スラブ周辺で発生した地震に対してコーダスペクトル比法を適用し、S 波のコーナー周波数を推定した。なお、気象庁一元化震源カタログに記載されたマグニチュード 2.5-4.5 の地震、1,422 個を使用した。

本解析ではまず、以下の手順に従って、コーナー周波数を推定した。なお、推定手順は Nakajima et al. (2013) や Saita et al. (2015) を参考とした。

1. マグニチュードの差と震源間距離を用いてイベントペアを探索。
2. 水平 2 成分の波形記録から transverse 波形を計算。
3. 2 イベントの遅い理論 S 波走時の 2 倍から 10.24 秒間の波形の切り出し。
4. 切り出した波形に 10 % cosine テーパーを掛け、振幅スペクトルを計算。
5. 周波数帯域 ( $2^{n/3}$ ;  $n = 0, 1, 2, \dots, 15$ ) ごとに振幅スペクトルを平均化。
6. ハニングフィルタを 2 度かけ、スペクトルを平滑化。
7. 振幅スペクトルの S/N を計算する。
8. コーダ波のスペクトル比を計算。
9. 観測点ごとに計算されたスペクトル比をスタック。
10. スタックされたスペクトル比を用いてコーナー周波数 ( $f_c$ ) とフラットレベルの比 ( $\Omega_{MS}$ ) を推定。
11. とりうるすべてのイベントペアでコーナー周波数を推定し、その対数平均をイベントのコーナー周波数とする。

ここで、イベントペアの探索 (手順 [1]) は

- ・ マグニチュードの差:  $\Delta M \geq 0.5$
- ・ 震源間距離:  $L \leq \min(100 \text{ km}, \overline{Depth})$

の条件のもとで行った。ここで  $\overline{Depth}$  はペアを成すイベントの平均深さを表す。震源間距離の条件は、コーダスペクトル比法が前提とする不均質構造や散乱特性を類似性を担保するため、イベント間距離が大きいイベントペアを解析に適用することを避ける目的で課す。コーダ波の振幅スペクトルとノイズの比 (S/N) の判定 (手順 [7]) は周波数領域で行い、ノイズは P 波到達時刻直前までの 10.24 秒間に計算される transverse 成分の振幅スペクトルにより定義する。本解析では S/N が 3.0 未満の周波数帯域、および、スペクトル比全体で S/N が確保される周波数帯域が 5 Hz 未満の観測スペクトル比を解析から除外した。また、手順 [10] では 5 観測点以上のスタックが行えたイベントペアに対しての

みでフィッティングを行った．最終的には，各イベントペアに対して計算されたコーナー周波数の比が  $f_{cS}/f_{cM} \geq 1.25$  となるイベントペアの結果のみを使用し，イベントごとのコーナー周波数を見積もった．なお，今後の解析ではコーナー周波数が  $1.26 \text{ Hz} \leq f_c \leq 25.4 \text{ Hz}$  の範囲に分布するイベントのみを解析に使用し，得られたコーナー周波数は S 波に対する値であるため，P 波のコーナー周波数が必要な場合には 1.33 倍 (Uchida et al., 2007) した値を使用した．

## コーナー周波数

コーダスペクトル比法の適用によるコーナー周波数の推定結果の一例を Fig. 3.4 に示す．コーダ波を用いた解析は，安定してスペクトル比が得られることが知られている (e.g., Mayeda et al. 2007) が，本解析の結果でも各観測点で計算されたコーダスペクトル比 (Fig. 3.4c の細線) は類似したスペクトル形状を持ち，スペクトル振幅のレベルを含めばらつきの少ないスペクトル比が得られていることがわかる．

本解析で使用した観測点とコーナー周波数が得られた震源の分布を Fig. 3.5a,b に示す．なお，本解析では 1,300 個のスラブ内地震でコーナー周波数を推定することができた．推定されたコーナー周波数から見積もられる太平洋スラブ内地震の応力降下量は，おおよそ 10 MPa 程度となる (Fig. 3.5c)．Figs. 3.6, 3.7a,c には，推定されたコーナー周波数と地震モーメント，および応力降下量の分布を示す．これらの関係からも，地震モーメント  $M_0$  は比較的小さいイベント群ではばらつきがやや大きくなるものの，推定されたコーナー周波数は応力降下量が 1-100 MPa となる範囲にほぼ分布していることがわかる．加えて，この分布は  $M_0 \propto f_c^{-3}$  のスケールリング則に近く，本解析で推定されたコーナー周波数は信頼できる結果であることを示している．

本解析で得られたコーナー周波数から見積もられる太平洋スラブ内地震に対する応力降下量の分布は (e.g., Takahashi et al., 2005; Nakajima et al., 2013; Kita and Katsumata, 2015) と同様の傾向を示す．加えて，スラブ上部境界の深さ 80 km よりも深い領域では，海洋性地殻周辺で発生した地震の応力降下量がスラブマントルの地震よりも小さくなる傾向がある (Fig. 3.7c の赤線)．このような特徴は，北海道下のスラブ内地震の特徴 (Kita and Katsumata, 2015) と整合する．加えて，スラブマントル内部でも応力降下量に変化していることを示す観測結果が得られた (Fig. 3.7)．ただし，本解析には 2003 年の宮城県沖地震の余震などが含まれており，そのような局所的な領域の特徴が強調されている可能性もある．したがって，解析領域や期間を検討し，スラブ内地震の応力降下量の空間分布をより精度よく調べるのが今後の課題である．

## 3.3.2 減衰の推定

### データと解析手順

本解析では Fig. 3.5 に示す観測点と赤枠内の地震を用いて太平洋スラブの地震波減衰の推定を試みた．解析領域内部に分布する観測点と地震の数はそれぞれ 240 個と 1,135 個である．イベントペアの探索は，3 次元波線追跡 (Zhao et al., 1992) により Master イベントの波線近傍に Slave イベントが分布するイベントペアを抽出した．本解析ではペアを成すイベントのうち伝播経路が長い地震を Master イベント，短い地震を Slave イベントと呼ぶ．また，本解析でイベントペアを探索する際に用いた条件は以下の通りである．

- ・ 速度構造： JMA2001 一次元速度構造を基準にし，太平洋スラブの形状 (Nakajima et al., 2009b) と +5 % の速度異常を与える．
- ・ 観測点への入射，方位角の差：  $\theta \leq 10^\circ$  ．
- ・ 最接近距離：  $D_{min} \leq 10$  km ．

ここで，最接近距離とは Master イベントの波線と Slave イベントの震源の間の距離も最も小さくなる値を表す (Fig. 3.3b) ．

本解析では，抽出されたイベントペアに対して，以下の手順に従って初動 P 波付近のスペクトル比を計算する．

1. 初動 P 波の到達時刻を含む 2.56 秒の時間窓で，vertical 成分波形を切り出す．
2. 切り出した波形に 10 % cosine テーパーを掛け，振幅スペクトルの計算．
3. 周波数帯域 ( $2^{n/3}$ ;  $n = 0, 1, 2, \dots, 15$ ) ごとに振幅スペクトルを平均化．
4. ハニングフィルタを 2 度与え，スペクトルを平滑化．
5. 振幅スペクトルの S/N を計算する．
6. 直達 P 波のスペクトル比を計算する．

初動 P 波の到達時刻 (手順 [1]) は気象庁や東北大学で読み取られた値を使用した．また，到達時刻の読み取りがない観測データに対しても，振幅などから P 波の到達時刻を判別し，すべて目視で波形と読み取り値を確認した後で解析に適用した．S/N の確認 (手順 [5]) は，P 波到達直前の 2.56 秒間に計算される vertical 成分の振幅スペクトルをノイズとし，本解析では少なくとも低周波側 (1-3 Hz) から 12 Hz まで  $S/N > 5.0$  となる観測データのみを使用した．ただし，減衰を推定する際には  $S/N > 3.0$  となる周波数帯域のデータを使用した．また，本解析では波形の切り出し (手順 [1]) を行う際に，ピーク遅延時間  $t_{peak}$  とエネルギーの分配率  $R$  を用いて観測波形を選別した．ピーク遅延時間  $t_{peak}$  は波群の到達から最大振幅までの時間遅れとして定義される量であり (e.g., Takahashi et al., 2009)，本解析では P 波の立ち上がりから vertical 成分で最大振幅が観測されるまでの時刻とした．また，エネルギーの分配率  $R$  は，ある時間窓とその直後の時間帯域における地震波のエネルギー密度の比，すなわち，観測波形  $W(t)$  に対して

$$R = \frac{\int_{t_p}^{t_p+t_w} W^2(t) dt / t_w}{\int_{t_p+t_w}^{t_p+t_w+t_a} W^2(t) dt / t_a} \quad (3.19)$$

と定義する．ここで， $t_p$  は P 波の到達時刻， $t_w$  と  $t_a$  は時間窓の幅であり，ともに 2.56 秒とする．

本解析で使った観測データに対して，1-32 Hz のバンドパスフィルターを掛けた波形から得られたピーク遅延時間と分配率を Fig. 3.8 に示す．Fig. 3.8 からピーク遅延時間  $t_{peak}$  が大きくなるとともに分配率  $R$  が小さくなり， $t_{peak} > 3.0$  では  $R$  が 1.0 を下回る (解析対象とする時間窓より後ろで地震波の振幅が大きくなる) 波形記録が多くなることわかる．直達波のピーク遅延時間は散乱の影響を強く受け，エンベロープ伸張を代表するパラメータの一つである (e.g., Sato, 1991; Takahashi et al., 2009, 2013) ．したがって，ピーク遅延時間の増加は地震波のエネルギーがエンベロープ拡大などによって P 波の立ち上がりから遅れて到達していることを意味しており，Fig. 3.8 では分配率  $R$  の低

下としても現れていると考えられる．分配率  $R$  は波群が単純かつ初動付近で卓越していれば大きくなることが期待される量である．先述したとおり，ピーク遅延時間が大きい場合にはエンベロープ拡大などにより  $R$  も小さくなる．一方で，ピーク遅延時間が小さいにも関わらず  $R$  が小さくなる場合には，波形が大きく崩れているか後続波などのマルチパスが到達し，それにより  $R$  が減少すると考えられる．そこで本解析では，できるだけ波線近傍の地震波減衰の影響を受けた波群のみを解析に使用するため，ピーク遅延時間  $t_{peak}$  と分配率  $R$  に対して，

$$t_{peak} \leq 2.56 \text{ s}, \quad \text{and} \quad R \geq 1.0. \quad (3.20)$$

の条件 (Fig. 3.8 の白枠) を課し，これを満足した波形のみを用いて減衰の推定を行った．

本解析では，理論スペクトル比 ( (3.16) 式) を LSQR 法 (Paige and Saunders, 1982) により最小二乗法的にフィッティングすることでイベント間の地震波減衰を表すパラメータである  $\Delta t^*$  を推定した．なお，コーナー周波数は先述した通り，コーダスペクトル比法から推定した値を使用した．また，減衰の周波数依存性  $\alpha$  については総当たりに解析を行い (Fig. 3.9)，観測スペクトル比と理論スペクトル比の残差が最小となる値 ( $\alpha = 0.15$ ) を使用した．この値は，これまで沈み込み帯で推定された減衰の周波数依存性 ( $\alpha = 0.2\text{-}0.4$  程度) (e.g., Shito et al., 2004; Stacknik et al., 2004; Nakajima et al., 2013) や室内実験による結果 ( $\alpha = 0.27$ ) (e.g., Jackson et al., 2002) よりも小さい．ただし，これらの研究はマントルウェッジなど比較的温度の高い条件下における減衰の周波数依存性であり，冷たいスラブの減衰の特性である本解析の結果は，温度の違いなどに起因するスラブとマントルウェッジの周波数依存性の違いを示しているかもしれない．

## 太平洋スラブの地震波減衰

本解析では 2,954 個のイベントペアに対して P 波減衰を推定した．また，同一のイベントペアで観測点が異なる場合の重複を含めると，5,855 個の波線 (観測スペクトル比) に対して P 波の減衰が推定された．なお，以下ではイベント間の P 波減衰を  $Q_p^{-1}$ ，各波線で推定された減衰を  $Q_{pr}^{-1}$  あるいは  $\Delta t_{pr}^*$  で表す．

Fig. 3.10 と Fig. 3.11 では，解析結果の一例を示す．前弧域の観測点における結果を示した Fig. 3.10 では，2 つのイベントの変位スペクトルの，特に 10 Hz 以上の帯域でみられるスペクトルの凸凹がスペクトル比 (Fig. 3.10b の黒線) を取ることで小さくなっているように見える．これは，サイト特性などの共通する特性がスペクトル比を取ることで，実際にキャンセルできていることを示していると考えられる．なお，このイベントペアで計算されたスペクトル比から期待される P 波の減衰は  $\Delta t_{pr}^* = 0.011$  秒程度であり，(3.13) 式に基づいた既往の手法 (Nakajima et al., 2013) により波線全体に対して推定された減衰，Master イベントで  $t^* = 0.064$  秒，Slave イベントで  $t^* = 0.048$  秒，の差とほぼ同程度となる．このような特徴は背弧側の観測点における解析からも見てとれる (Fig. 3.11)．なお，背弧側で観測された波形のスペクトルでは，減衰の強いマントルウェッジ (e.g., Tsumura et al., 2000; Nakajima et al., 2013) 内を伝播するため，高周波側のスペクトルレベルが急激に低下するが，このような波形から計算されるスペクトルの比 (Fig. 3.11b の黒線) の傾斜は緩やかになっていることがわかる．この観測点に対して Nakajima et al. (2013) の手法で推定された P 波減衰は Master イベントで  $t^* = 0.138$ ，

Slave イベントで  $t^* = 0.115\text{s}$  と大きな値が見積もられるが、両イベントの  $t^*$  の差は、このイベントペアにおいてスペクトル比から見積もられる P 波の減衰 ( $\Delta t_{pr}^* = 0.028\text{s}$ ) とほぼ等しくなる。これらの結果は、スペクトル比法の適用により、太平洋スラブの減衰減衰パラメータを推定できることを示している。加えて、既往の手法では観測点近傍の特性やスラブ以浅の減衰特性を同時推定しているのに対し、本解析ではスペクトルの比をとることでそれらの特性がキャンセルされ、より直接的に太平洋スラブの減衰を推定できていると考えられる。

本解析で推定した太平洋スラブの P 波減衰 ( $Q_p^{-1}$ ) の空間分布を Fig. 3.12 に、頻度分布を Fig. 3.13 にそれぞれ示す。解析の結果から、東北地方下の深さ 50-200 km において太平洋スラブの P 波減衰が推定され (Fig. 3.12), その平均的な値が  $Q_p^{-1} = 0.0016 \pm 0.0051$  ( $Q_p = 646$ ) となることがわかった (Fig. 3.13a)。この値は、既往研究 (e.g., Tsumura et al., 2000; Nakajima et al., 2013) で推定されたスラブの減衰とほぼ同じである。また、前弧域下では減衰が大きく、背弧域下では減衰が小さくなる (Fig. 3.12)。ただし、震源間距離の短いイベントペアでは  $Q_p^{-1}$  の推定値がばらつく傾向があり (Fig. 3.13b), スラブ内の減衰の空間変化はそのようなばらつきを強調している可能性がある (Fig. 3.12)。また、本解析では全体の約 35 % の観測スペクトル比において負の減衰 ( $Q_p^{-1} < 0$ ) が推定された (Fig. 3.12a, Fig. 3.13c,d)。

### 3.3.3 議論

ここでは、本解析における P 波減衰推定の精度について議論する。また、本解析では一部のイベントペアで負の減衰が推定された。地震波減衰の見積もりを行う際には、負の減衰が推定されることがしばしば問題となる (e.g., Matsumoto et al., 2009)。減衰 ( $Q$  値) の定義に従うと、「負の減衰」は地震波が伝播する過程でエネルギーが増加していることを意味することになり、物理的に考えても減衰が負となるメカニズムが考えにくい。このため、これまでの多くの研究では負の値を推定するデータの除外や非負の拘束条件を課すことで、減衰が負となる問題を回避してきた (e.g., Matsumoto et al., 2009)。しかしながら、本解析では全体の 35 % 程度の観測データにおいて負の減衰が推定されており、単純にデータの除去や非負の拘束を課すと、減衰トモグラフィの解析結果に大きく影響する恐れがある。そこで本項では、本解析に減衰推定の信頼性と合わせて減衰が負となる原因についても検討する。なお、スペクトル比のフィッティングにより減衰を推定する本解析手法における「負の減衰」は、震源スペクトルなどの特性を除去した上で低周波側に比べて高周波側のスペクトルレベルが高くなることを示している。

### スペクトルのばらつき

太平洋スラブのような減衰の非常に小さい領域や短い伝播距離における減衰を推定する際には、波群に対する減衰の寄与が小さいためノイズや低周波側のフラットレベルの過小評価などにより、本来は減衰が極めて小さいにもかかわらず、見かけの減衰が推定される可能性がある。そこで、本解析で推定された減衰を与えた場合のスペクトル比の残差と、減衰をゼロ ( $Q_p^{-1} = 0.0$ ) とした場合のスペクトルの残差を比較から、その有意性を判定する。有意性は、観測スペクトル比のばらつきが正規分布に従うことを仮定した上で、自



由度対 [16, 16], 有意水準 5 % の F 検定の参考に以下に従って判定する .

$$\frac{\sigma_0^2}{\sigma_p^2} > 2.5, \quad (3.21)$$

ここで,  $\sigma_0^2$  と  $\sigma_p^2$  はそれぞれ減衰をゼロ, および本解析で推定された減衰を仮定した場合に計算されるスペクトル比のフィッティングの残差二乗和を表す . この判定基準 (3.21) 式) に従うと, 全体の約 51 % の観測スペクトル比が極めて小さい減衰で説明できることになり, また, 減衰が有意と判定された観測スペクトル比は正の減衰で約 34 %, 負の減衰で約 15 % となる (Fig. 3.13c,d).

### 震源スペクトルのゆらぎの影響

本解析では,  $\omega^2$  モデル (Brune, 1970) を震源スペクトルの形状を仮定し, P 波の減衰を推定した . これは, 震源スペクトルの形状が比較的滑らかであることを前提とするとともに, コーナー周波数の推定誤差や仮定した震源スペクトル形状では説明できない現実の複雑な震源過程を反映したスペクトルのゆらぎなどに起因する震源スペクトル形状の不確定さを減衰推定に押し付けていることになる . このため, ここではこの震源スペクトルの不確定さ (ゆらぎ) の影響について検討する .

震源スペクトルのゆらぎの影響を評価するために, 本検証では震源距離が 10 km 以内に分布するスラブ内地震のすべてイベントペア (Fig. 3.14) に対して, これまでと同様の解析を行い, P 波減衰を推定する . なお, 近接する 2 つのイベントのスペクトル比は本来, イベントペア間の震源特性の違いを代表する (e.g., Uchide et al., 2014) はずである . 一方で, 本解析の手法では, 先駆的に震源スペクトル形状を与えた上でフィッティングを行うため, 本来ゼロとなるはずの減衰に対して震源スペクトルのゆらぎによりみかけの減衰 ( $\Delta t_{ap}^*$ ) が推定されると考えられる . そこで本検証では近接イベントペアに対して観測されるみかけの減衰から, 本解析で推定した P 波減衰の不確定さについて検討する .

近接イベントペアに対して推定されたみかけの P 波減衰 ( $\Delta t_{ap}^*$ ) の分布を Fig. 3.15 に示す . 震源間距離が近いイベントペアに対してスペクトル比を計算すると, 震源から観測点に至る伝播経路の影響はほぼキャンセルされるはずである . これは地震波減衰が非常に小さくなることを意味しており, 本検証の結果は期待される通り, 近接イベントペアに対する平均的なみかけの減衰がゼロ ( $\Delta t_{ap}^* \sim 0$  秒) となることを示している . 対して, 個々のイベントペアに対する  $\Delta t_{ap}^*$  の分布はゼロを中心し, 標準偏差 0.019 秒に従った正規分布に従うようにみえる .

一方で, 本検証では震源距離が 10 km 以内の近接したイベントペアのみを対象にしている . このため, みつもられた震源スペクトルのゆらぎの影響は, 比較的大きな地震の余震など, 密集した地震活動付近の特性である可能性もある . これに対して, 本解析で推定した P 波減衰 ( $Q_p^{-1}$ ) の震源間距離ごとのばらつきと本検証でみつもられたみかけの減衰 ( $\Delta t_{ap}^*$  として標準偏差 0.019 秒) から期待される  $Q^{-1}$  のばらつきを比較すると, 両者は震源間距離に依らずよく一致する (Fig. 3.13b のエラーバーと緑線) . これは, 本解析で推定した太平洋スラブ内地震の P 波減衰には, 波線に沿った減衰のパラメータ  $\Delta t^*$  として平均 0.0 秒, 標準偏差 0.019 秒の正規分布に従った誤差が含まれていることを示唆するものであると考えられる . また, この検証結果は, 推定された負の減衰 (や極端に大きな

正の減衰)が震源スペクトルのゆらぎによるものとして説明できることを示している。

### コーナー周波数の影響

これまでの結論として、特に負の減衰の多くは、仮定したスペクトル形状と現実の震源スペクトル形状の違いなどに起因した誤差である可能性が高い。一方で、コーナー周波数やべき乗指数も P 波減衰の推定結果に影響を及ぼすと考えられる。そこでここでは、特にコーナー周波数  $f_c$  と震源スペクトルのべき乗指数  $p$  に注目し、これらの違いが P 波減衰推定に与える影響について考察する。

観測スペクトルから地震波の減衰を推定するためには、サイト特性や(震源スペクトルの形状として)コーナー周波数とのトレードオフを考える必要がある(e.g., Ko et al., 2012)。本解析では、スペクトル比から減衰を推定するため、コーナー周波数がペアを成す2つの地震に対してそれぞれ必要となる。そこで本解析では、コーダスペクトル比法を適用することで先駆的に求めたコーナー周波数を用いることで、地震波減衰推定の際に問題となるトレードオフの解消を図った。しかしながら、コーダスペクトル比から推定されたコーナー周波数の不確定さは、結果的に推定される P 波減衰の値に影響する。そこでまず、減衰推定の際に使用するコーナー周波数の違いと推定された P 波減衰の分布を議論する。

本検証では、震源スペクトル形状として Brune (1970) の  $\omega^2$  モデルを仮定した上で、コーダスペクトル比法が推定したコーナー周波数に対して、次の4つのモデル、

1. Boatwright (1978) の  $\omega^2$  モデルを仮定した上でコーダスペクトル比により推定されたコーナー周波数
2.  $\Delta\sigma_{sl}=1.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=0.5$  MPa から期待されるコーナー周波数
3.  $\Delta\sigma_{sl}=10.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=5.0$  MPa から期待されるコーナー周波数
4.  $\Delta\sigma_{sl}=100.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=50.0$  MPa から期待されるコーナー周波数

を比較する。なお、Boatwright (1978) では  $\omega^2$  モデルの震源スペクトル形状を次のように記述する。

$$S^{\text{Boatwright}}(f) = C^{\text{Boatwright}} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^4\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.22)$$

ここで、 $C^{\text{Boatwright}}$  は定数であり、スペクトルやその比の形状は Fig. 3.2 の青線のようにになる。また、 $\Delta\sigma_{sl}$  と  $\Delta\sigma_{oc}$  はスラブマントルの地震の応力降下量と海洋性地殻の地震の応力降下量であり、両者の比 ( $\Delta\sigma_{sl} : \Delta\sigma_{oc} = 2 : 1$ ) は Kita and Katsumata (2015) を参考にした。

まず、Boatwright (1978) のモデルとの比較を行う。コーダスペクトル比法から推定されたコーナー周波数の分布は、Brune (1970) の  $\omega^2$  モデルと同様に  $M_0 \propto f_c^{-3}$  のスケーリング則に沿っているようにみえ (Fig. 3.7b)、全体的によりしまつて分布をしているようにみえる。加えて、推定されたイベントごとコーナー周波数を比較すると、Boatwright のモデルではコーナー周波数が系統的に小さくなる (Fig. 3.16a)。一方で、推定された P 波減衰の頻度分布 (Fig. 3.16c) や空間分布 (Fig. 3.17a) に注目すると、両モデルで明瞭な違いは確認できない。

これは、一定の応力降下量を仮定した際に期待されるコーナー周波数を P 波減衰に使用した場合でもかわらない。本解析では、第 3.2.1 項の通り、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルを用いて、気象庁マグニチュードから各イベントのコーナー周波数を計算した。本解析で仮定した 3 通りの応力降下量を仮定した場合とコーダスペクトル比から推定されたコーナー周波数を比較を Fig. 3.16b に、推定された P 波減衰の頻度分布を Fig. 3.16d,e,f、空間分布を Fig. 3.17b,c,d にそれぞれ示す。これらの図から、やや減衰が小さくなるものの、仮定する応力降下量の値に関わらず、頻度・空間分布ともにコーダスペクトル比から推定されたコーナー周波数を推定された P 波減衰と類似した特徴を示す。なお、スラブマントルと海洋性地殻で同じ応力降下量を与えた場合 ( $\Delta\sigma_{sl} = \Delta\sigma_{oc}$ ) でもこの傾向は変わらない。

以上のことから、本解析ではコーナー周波数の推定誤差の影響は小さいと考えられる。なお、コーダスペクトル比から得られたコーナー周波数を使用することで、負の減衰の推定される頻度が応力降下量を一定と仮定した場合よりも少なくなっていることがわかる (Figs. 3.13c, 3.16c,d,e,f)。これは、コーダスペクトル比法で推定されたコーナー周波数を使用することで、より現実に近い震源特性を反映した震源スペクトル形状の仮定が可能となり、よりもっともらしい P 波減衰が推定できることを改めて示すものであると考えられる。

### べき乗指数の影響

本解析では震源スペクトル形状を仮定する際、Brune の  $\omega^2$  モデルを仮定、すなわち、(3.3) 式の  $p = 2$  として P 波減衰を推定した。ここで  $p$  は震源スペクトルの傾きを代表するべき乗指数であるが、近年、特に高周波帯域において  $p$  が 2 以外の値を持つ例が報告されている (e.g., Allmann and Shearer, 2006; Yagi et al., 2012; 木内・Mori, 2015)。そこで以下では、太平洋スラブ内の減衰推定に対する  $p$  の値の寄与について考察する。

べき乗指数  $p$  は (3.3) 式のように震源特性に関わるパラメータである。このため、コーダスペクトル比法でコーナー周波数を推定する際に  $p$  の値を変化させ、観測スペクトルの残差から最適な  $p$  の値を検討する。なお、基本的な解析手順は第 3.3.1 項と同様である。本検証では、海洋性地殻とスラブマントルそれぞれで  $p$  値を 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 の間で変化させた。また、ここで使用する震源の分布は空間的に均質なるように選択し、 $p$  に対するテストを行った。 $p$  値とコーダ波の観測スペクトル比に対する残差の関係を Tab.3.1 に示す。本検証の結果から、 $p = 2$  のとき、残差が最も小さくなることがわかった。これは本解析のデータセットに対しては、従来のモデル ( $\omega^2$  モデル) が震源スペクトル形状として最適であることを示している。

以上の議論から、本解析で得られた P 波減衰 ( $Q_p^{-1}$ ) は、仮定した震源スペクトル形状のモデル (e.g., Brune, 1970) では再現できない震源過程の複雑さに起因する不確定さ (ゆらぎ) による誤差を含み、負の減衰の多くはそのようなゆらぎの影響で推定されたと考えられる。なお、P 波減衰に対する震源スペクトルのゆらぎの誤差は  $\Delta t^*$  の標準偏差として 0.019 秒程度であり、誤差の分布は正規分布に従うことが期待される。また、コーナー周波数やべき乗指数といった震源スペクトル形状を代表するパラメータの影響は、少なくとも全体的な傾向としては本解析の結果に大きく影響しないと考えられる。

### 3.4 太平洋スラブの 3 次元地震波減衰構造

#### 3.4.1 解析手法の概要

本節では、前節までに推定した P 波減衰 ( $Q_p^{-1}$ ) に対して地震波減衰トモグラフィ法 (Nakajima et al., 2013) を適用し、東北地方下に沈み込む太平洋スラブの 3 次元 P 波減衰構造を推定した。なお、解析の基本的な手順は、Nakajima et al. (2013) に従い、その概要は第 3.2.3 項に記す。

本解析で使用する震源と波線の分布は Figs. 3.5b, 3.12 であり、結果的に 423 個の地震と 5,180 個のイベントペアを使用した。また、観測点の分布は Fig. 3.5a である。なお、本解析では負の値が推定された観測データも 3 次元構造推定の際に使用している。これは、前節で議論した通り、負の減衰が震源スペクトルの誤差によるみかけの推定値であると考えられるため、データセットから負の減衰だけを取り除くと、推定される減衰 ( $Q_p^{-1}$ ) を過大評価する恐れがあるためである。一方で、現実の構造としては減衰が負になることは考えにくいいため、非負の拘束を与えた上で推定した結果を含めて不均質構造を解釈する。地震波速度構造は JMA2001 一次元速度構造 (上野・他, 2002) を使用し、速度不連続面として大陸モホ面 (Katsumata, 2010) と太平洋スラブ上部境界 (Nakajima et al., 2009b)、海洋モホ面を仮定した。また、スラブ内部では JMA2001 一次元速度もでるより 5 % 速い地震波速度を仮定した。グリッドは水平方向に  $0.4^\circ$ 、深さ方向にはスラブ上部境界から 10 km と 35 km の 2 層に配置した (Fig. 3.18)。また、初期構造としては太平洋スラブ内に  $Q_p^{-1} = 0.001$  を与えた。インバージョンを行う際に与えるダンピングに対する推定される減衰構造モデルに対する残差とモデルの分散の関係を Fig. 3.19 に表す。本解析では、これらのトレードオフカーブと次項で示す分解能テストの結果を参考にダンピングを決定した。最終的に  $\Delta t^*$  としての残差で 0.022s から 0.020s の減少が確認できた。

#### 3.4.2 解の信頼性

推定した構造の信頼性を評価するために、本解析では Checkerboard Resolution Test (CRT) を行い、その信頼性を議論する。太平洋スラブの 3 次元減衰構造に対する CRT の結果を Fig. 3.20 に示す。初期構造には  $Q_p^{-1} = 0.002$  ( $Q_p = 500$ ) と  $Q_p^{-1} = 0.0005$  ( $Q_p = 2000$ ) を 1 グリッドごと (約 40 km) に与えた。また、誤差は P 波減衰 ( $\Delta t^*$ ) に対して平均 0.0 秒、標準偏差 0.019 秒の正規分布に従うランダム誤差を与えた。この誤差は前節でみつめられた近接イベントペアに対するみかけの減衰 ( $\Delta t_{ap}^*$ ) を参考にした。このため、CRT で構造が復元されて領域については、少なくとも震源スペクトルのゆらぎに起因した誤差の影響が小さくなっていると考えられる。

CRT の結果から、太平洋スラブの上部 (スラブ上部境界からの距離  $L = 10$  km; スラブ最上部) では、北緯  $38.0^\circ$  から北緯  $40.0^\circ$  付近の領域で仮定した減衰構造のモデルが復元されていることがわかる。また、下部 ( $L = 35$  km; スラブマントル中央部) においては、太平洋沿岸域下でもチェッカーボード状の構造が復元されている。したがって、本解析で使用するデータセットは、特に東北地方中央部の太平洋スラブに対して 40 km 程度の空間分解能を持っていると考えられる。このため、以下では、CRT で構造がよく復元された領域について注目し、不均質構造の解釈を行う。

### 3.4.3 結果と議論

本解析で推定された太平洋スラブの P 波減衰構造を Fig. 3.21a に示す．なお，Fig. 3.21a ではヒットカウントが 10 以上のグリッドの結果のみ表示し，その上で CRT テストの戻りが十分でない領域をマスクした．

本解析では，太平洋スラブ上部，ここでは海洋性地殻やスラブマントル最上部に対応する深さ ( $L = 10$  km) でスラブマントル中央部に対応する深さ ( $L = 35$  km) よりも大きい P 波減衰が推定された．また，太平洋沿岸部や上部の火山フロント直下付近などでは，P 波減衰が周囲に比べて高くなっていることがわかる．なお，これら特徴的な構造は非負の拘束を与えたインバージョンにおいても推定される (Fig. 3.21b)．したがって，推定された P 波減衰の空間分布は太平洋スラブ内に存在する構造の不均質を反映するものであると考えられる．

まず，スラブ最上部 ( $L = 10$  km) では，全体的な傾向として比較的大きな P 波減衰 ( $Q_p^{-1} = 0.0025$  程度) が火山フロント直下付近の深さ 110-130 km 程度まで推定された．本解析のグリッド配置では海洋性地殻とスラブマントル最上部における減衰の特性を区別することは難しいが，第 2.2 節で示したように深さ 100 km 付近で海洋性地殻の地震波速度が増加することから，本解析で推定した P 波の高減衰域の分布は海洋性地殻の構造の深さ変化を反映すると解釈できる．その上で，二重深発地震面上面付近の地震活動 (Fig. 3.22) と比較すると，この高減衰域は少なくとも太平洋スラブ上部境界の深さが 70-100 km 付近で発達する帯状の地震活動 (上面地震帯; Kita et al., 2006) の下限程度まで分布していることがわかる．

東北地方下に沈み込む海洋性地殻では，太平洋スラブ表面の深さが 70-100 km となる付近で含水鉱物の脱水反応が生じる (e.g., Hacker et al., 2003) とともに深さ約 100km 程度までは流体の存在が示唆されている (Shiina et al., 2013)．流体の存在は地震波の減衰を大きくすることが期待されるため (e.g., Karato, 2003)，本解析において前弧域から火山直下付近にかけて分布する高 P 波減衰域は，海洋性地殻内部の流体の存在を示唆していると考えられる．

一方で，北緯  $40.0^\circ$  以南では P 波高減衰領域が火山フロントより西側にも分布しており，特に北緯  $39.5^\circ$  付近で P 波減衰が周囲よりも高くなる．この領域は上面地震帯や地震波の低速度域が他の地域よりやや深部側まで分布することが知られており，背弧側まで流体が存在することと考えられている (e.g., Nakajima et al., 2009a; Shiina et al., 2013)．したがって，本解析で得られた背弧側に伸びる高減衰域は，既往研究で指摘されている流体分布と調和的である．ただし，本解析では背弧側を伝播する波線が十分でないため，背弧側の高減衰域の詳細な空間変化を議論することは現状では難しい．より詳しい議論を行うためには，解析領域を拡大し，より広範囲で太平洋スラブの地震波減衰を推定することが不可欠である．

太平洋沿岸域下では，太平洋スラブのスラブ最上部，スラブマントル中央部ともに周囲に比べて比較的大きな P 波減衰が推定された．特に北緯  $38.0^\circ$ - $40.0^\circ$  付近のスラブ最上部では顕著な高減衰域が分布する．スラブ内の地震活動をみると (Fig. 3.22)，これらの領域では地震活動が非常に活発である．なお，これらの地震は 2003 年の宮城県沖地震 (M 7.1) や 2011 年の地震 (M 7.1) の余震を含んでおり，そのような比較的規模の大きい地

震の震源域近傍または周辺域で高 P 波減衰域が推定されたと解釈できる．また，これらの震源域周辺では遅い地震波速度や高  $V_p/V_s$  が推定されるとともに，それらが流体や蛇紋岩の存在を示唆していると考えられている (e.g., Nakajima et al., 2011)．蛇紋岩や流体は，共に地震波の減衰を大きくすることが知られており (e.g., Karato, 2003)，本解析の結果は M 7 クラスのスラブ内地震の断層面近傍には（流体や蛇紋岩として）水が存在していることを示す，地震波速度構造とは独立の観測事実である．

これに対して，二重深発地震面下面において地震活動が活発な領域では，明瞭な P 波の高減衰域はイメージされていない (Fig. 3.22)．一方で，その周辺では減衰が極めて小さく一部では負の減衰が推定された (Fig. 3.22b)．これは，二重深発地震面下面の活発な地震活動領域でも，その周辺に比べて相対的に減衰が大きくなっていることを示しているかもしれない．ただし，現状では二重深発地震面の下面付近では波線が少なく，その波線が十分に交差しないため減衰構造の推定精度が高くない．加えて，負の減衰を生じさせる一つのメカニズムとして，ラミナ状の不均質構造 (e.g., Furumura and Kennett, 2005; Chen et al., 2013; Shito et al., 2013) が存在することで高周波成分がスラブに沿って伝播する効果などを，本解析では考慮していないという問題もある．今後は，先行研究で示唆されているスラブ内の不均質構造を考慮入れた解析を行い，二重深発地震面下面付近の不均質構造をより詳細に明らかにすることで，下面の地震活動や発生メカニズムに対する理解が進展すると期待される．

## 3.5 まとめ

### 3.5.1 解析の結果

本解析では，東北地方で観測された太平洋スラブ内地震の観測波形に対してスペクトル比法を適用することで，太平洋スラブの P 波減衰構造の推定を試みた．また，地震波減衰を見積もる際に必要となるコーナー周波数はコーダスペクトル比法により推定した．本解析の主な結果は以下の通りである．

コーダスペクトル比法により，本解析領域において 1,300 個のスラブ内地震のコーナー周波数を推定した．推定されたコーナー周波数の特徴は，東北日本のスラブ内地震を対象にした既往の研究結果 (e.g., Takahashi et al., 2005; Nakajima et al., 2013; Liu et al., 2014) とよく一致した．また，海洋性地殻付近の地震に対する応力降下量がスラブマントルの地震に比べて小さくなる傾向 (Kita and Katsumata, 2015) は，本解析領域中でも確認することができた．

次に，得られたコーナー周波数を用いて，太平洋スラブの P 波減衰を推定した．その結果，東北地方下の太平洋スラブでは，平均的な P 波減衰が  $Q_p^{-1} = 0.0016$  ( $Q_p = 646$ ) となり，この値は，既往研究 (e.g., Tsumura et al., 2000) と同様に太平洋スラブの減衰が非常に小さいことを示している．

本解析では，スペクトル比法の適用により推定された P 波減衰の分布に対して，地震波減衰トモグラフィ法 (Nakajima et al., 2013) により太平洋スラブにおける 3 次元 P 波減衰構造の推定を行った．その結果，太平洋スラブ最上部付近では，より深部のスラブマントルよりも大きな減衰が推定された．また，上面地震帯や M 7 クラスのスラブ内地震の震源域近傍などの活発な地震活動域では，周囲に比べて相対的に大きな P 波減衰が推定

された．このような地震波減衰構造とスラブ内地震活動の空間的な対応は，太平洋スラブ内に存在する含水鉱物や流体の水の分布がスラブ内地震の発生に密接に関わることを強く示唆している．

### 3.5.2 課題と今後の展望

今後は，太平洋スラブの P 波減衰構造に対する空間解像度の向上や S 波減衰構造の推定などが課題となる．特に，本解析では太平洋スラブ最上部とスラブマントル中央部の 2 層のグリッドを配置し，スラブ最上部付近，およびスラブ中央部付近の減衰構造を推定した．このような 2 層構造においても減衰の空間変化がみられることが示されたが，地震波速度やより細かいスケールでの地震活動との比較を行う場合には，解析データを増やすなどして高い空間分解能で構造のイメージングを行う必要がある．また，推定精度の向上も今後，構造イメージングの分解能を高める上では重要となる．本解析で行った検証では， $\omega^2$  モデル (Brune, 1970; Boatwright, 1978) などを用いてスペクトルのフィッティングを行う場合には，震源スペクトル形状の不確定さが減衰の推定値に影響を与えることが示された．一方で，震源スペクトル起因の誤差はより長い伝播距離，あるいは震源間距離を持つ観測記録を解析に適用することで  $Q_p^{-1}$  に与える影響は小さくなることが期待される (Fig. 3.13b)．このため，太平洋スラブ内の減衰を求める際には，イベントペアの震源間距離が大きいペアを用いることでより誤差を少なくする解析が可能となるだろう．加えて，スペクトル比法とコーダ規格化法を組み合わせることで，震源の影響もキャンセルする手法が提案されており (e.g., Matsumoto et al., 2009)，これらの手法を発展，適用させることも，高分解能・高精度でスラブ内の減衰の推定につながると期待される．

Tab.3.1 コーナー周波数推定に対するべき乗指数  $p$  と残差の分布 .

		$p_{sl}$				
		1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
$p_{oc}$	1.0	0.0431	0.0431	0.0427	0.0456	0.0480
		596	2,021	2,956	3,452	3,604
	1.5	0.0413	0.0417	0.0416	0.0451	0.0512
		863	2,556	3,475	3,820	3,995
	2.0	0.0430	0.0414	0.0406	0.0427	0.0485
		881	2,688	3,984	4,320	4,375
	2.5	0.0514	0.0443	0.0411	0.0421	0.0455
		929	2,653	4,035	4,702	4,747
	3.0	0.0544	0.0508	0.0448	0.0432	0.0448
		877	2,651	3,970	4,727	5,087

各要素は S 波コーダスペクトル比法により推定されたコーナー周波数のうち ,  $1.26 \text{ Hz} \leq f_c \leq 25.4 \text{ Hz}$  の範囲にコーナー周波数が推定されたイベントペアのスペクトルフィッティングの RMS 残差 ( 上段 ) とイベントペア数 ( 下段 ) である .  $p_{oc}$  と  $p_{sl}$  はそれぞれ海洋性地殻とスラブマントルで仮定した震源スペクトルのべき乗指数を表す .

Tab.3.2 共通するイベントペアに対するべき乗指数  $p$  と残差の分布 .

		$p_{sl}$		
		1.5	2.0	2.5
$p_{oc}$	1.5	.0421	.0401	.0412
	2.0	.0419	.0398	.0423
	2.5	.0425	.0399	.0402

コーナー周波数の範囲は  $1.26 \text{ Hz} \leq f_c \leq 25.4 \text{ Hz}$  であり , 対象のイベントペアは 1,845 個である . 他は Tab.3.1 に同じ .



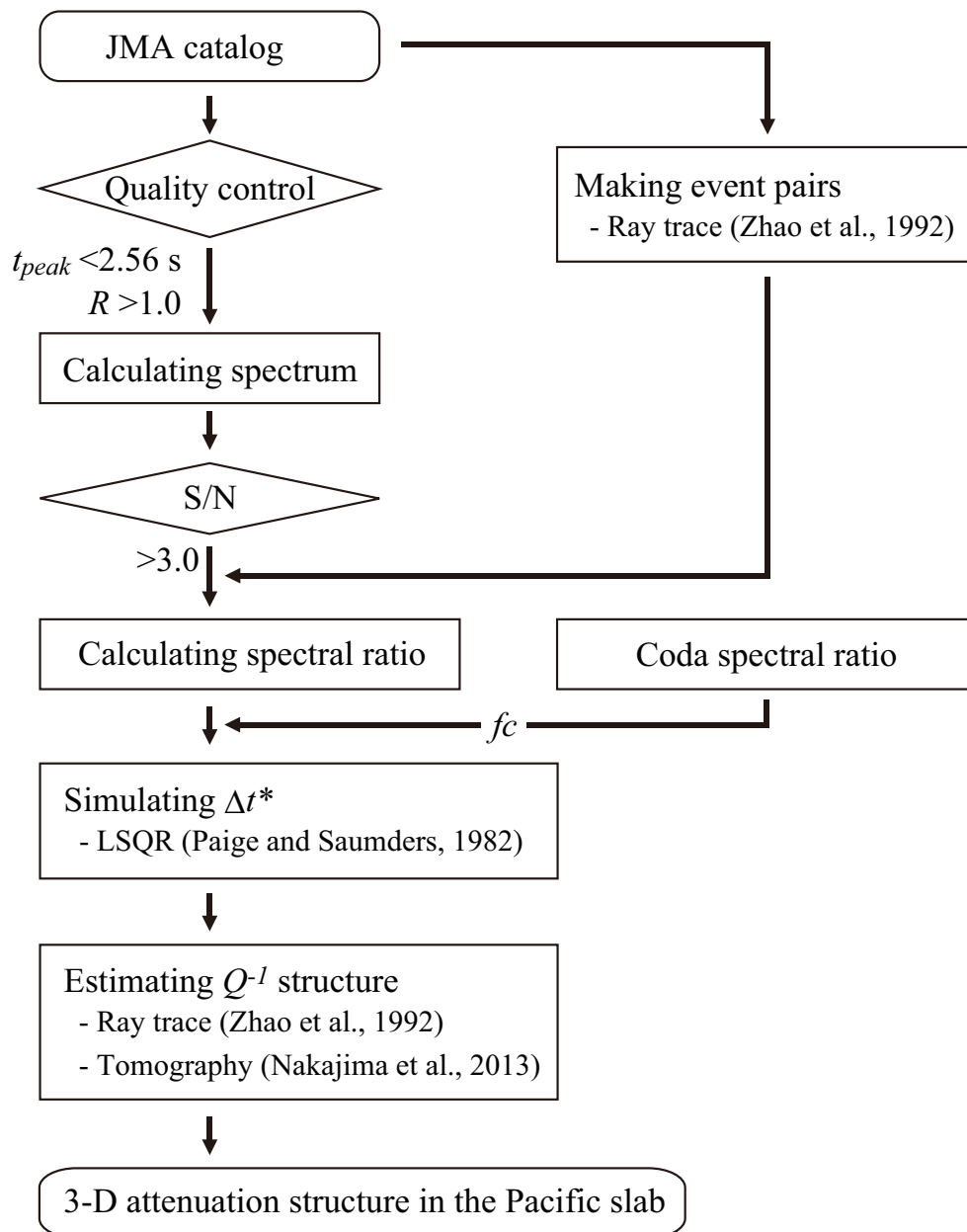


Fig.3.1 地震波減衰推定のフローチャート .

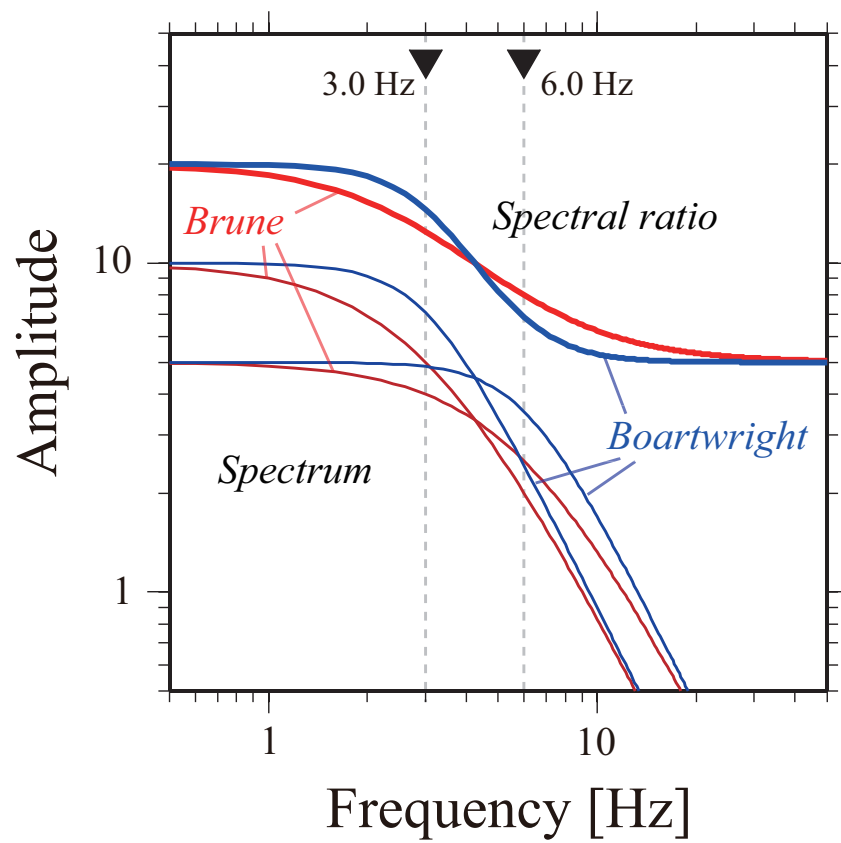


Fig.3.2 震源スペクトルとスペクトル比の例．太線が震源スペクトルの比，細線が震源スペクトル（変位）であり，赤が Brune (1970)，青が Boatwright (1978) を表す．なお，コーナー周波数はそれぞれ 3.0 Hz と 6.0 Hz とした．

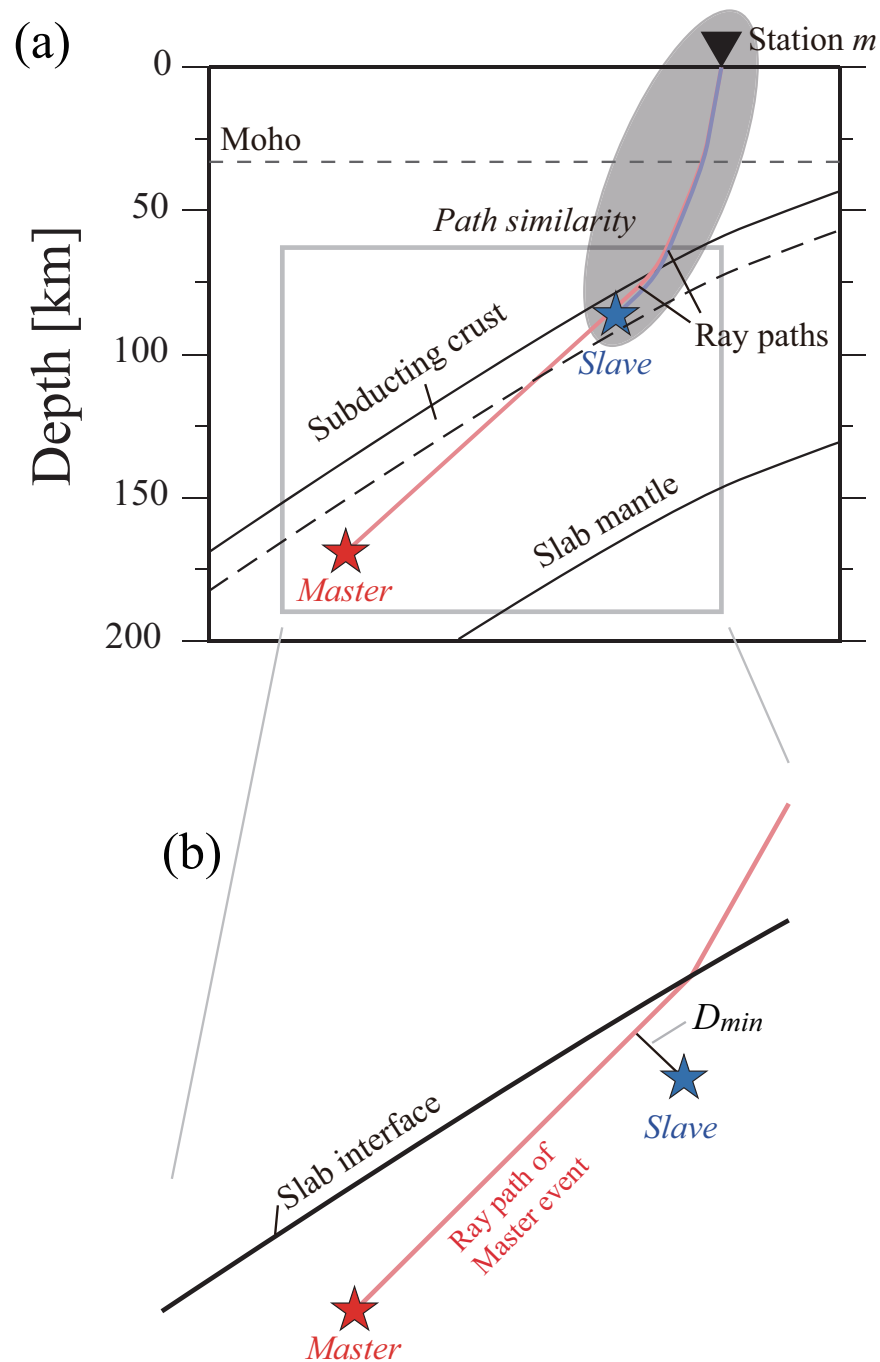


Fig.3.3 スペクトル比を計算するイベントペアと観測点の分布の概念図．星はイベントの震源（赤：Master イベント，青：Slave イベント）を，逆三角は観測点をそれぞれ表す．赤線と青線はイベントごとの波線を示す．灰色の塗りつぶしが波線がおおよそ重なっている領域（path similarity）である．また，(a) の灰枠の拡大図を (b) に示し， $D_{min}$  は Master イベントの波線と Slave イベントの最接近距離を表す．

(a)

EV master: 101223024049, M 2.6, depth: 92.14 km

EV slave : 110531033452, M 3.3, depth: 92.44 km

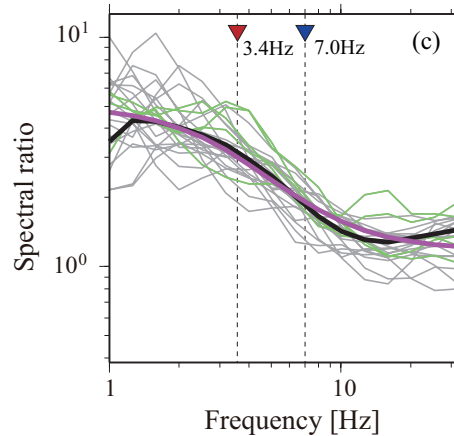
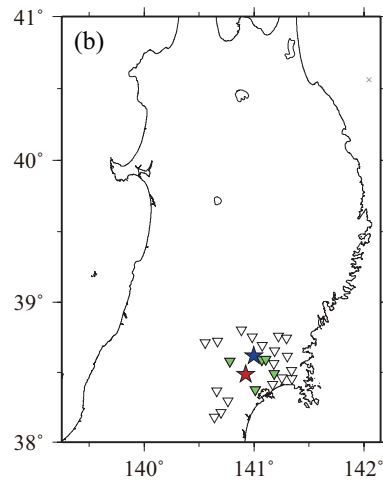
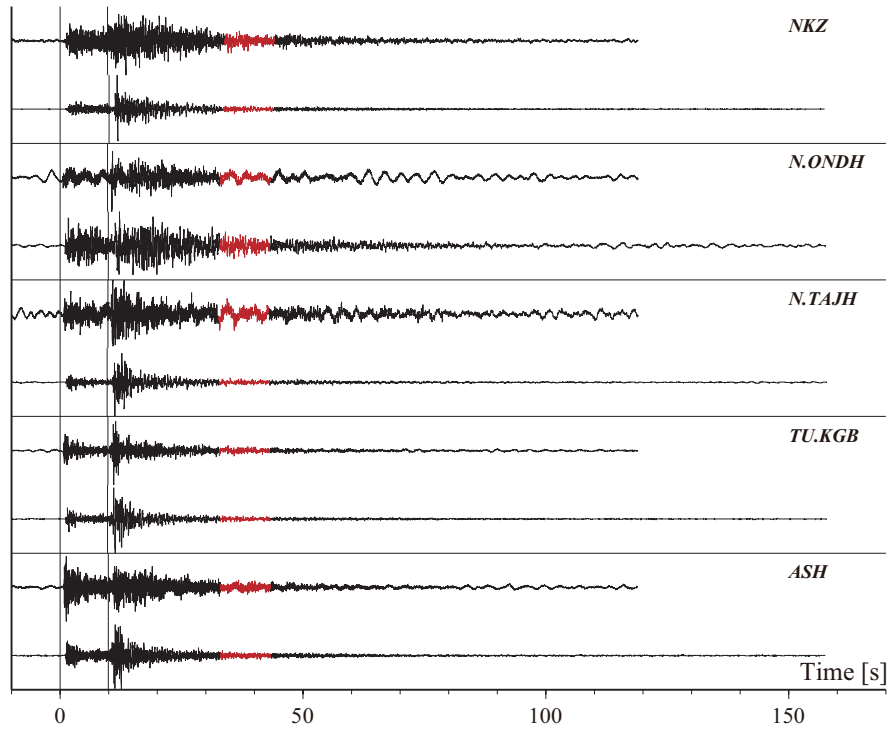


Fig.3.4 コーダスペクトル比法によるコーナー周波数推定の例．赤色は Master イベント ( 101223024049 ), 青色は Slave イベント ( 110531033452 ) をそれぞれ表す．(a) 観測波形 ( transverse 成分 ) の例．各観測点で上段が Master イベント, 下段が Slave イベントである．スペクトルを計算した時間窓内の波形を褐色で示す．縦線は P 波および S 波の理論到着時刻を表す．(b) コーダスペクトルを計算したイベント ( 星 ) と観測点 ( 逆三角 ) の分布．緑色の逆三角は (a) で波形を示した観測点を表す．(c) コーダスペクトル比．細線が各観測点で計算されたスペクトル比であり, うち, (a) で示した波形から計算されたスペクトル比を緑線で表す．黒太線がスタック後のスペクトル比であり, マゼンダ色の太線は推定された  $f_c$  ( Master イベント : 3.4 Hz , Slave イベント : 7.0 Hz ) から期待されるスペクトル比である．

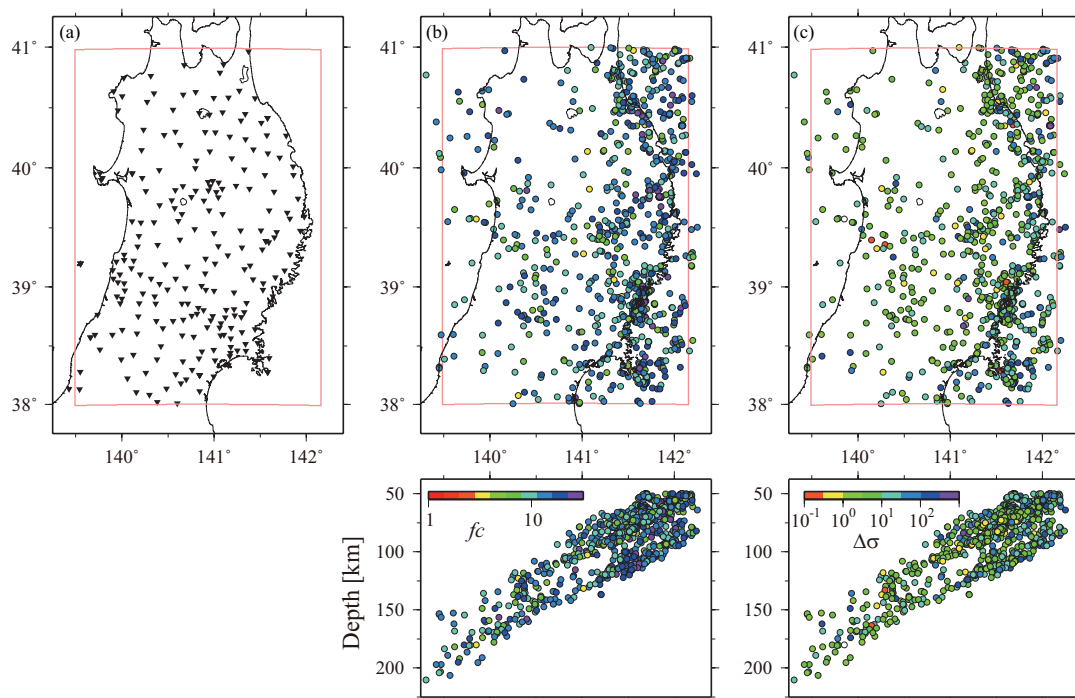


Fig.3.5 解析で使した観測点 (a) と震源の分布 (b, c) . 丸の色はそれぞれ (b) コーナー周波数と (c) 応力降下量を示す . 赤枠は太平洋スラブ内の減衰推定 (第 3.3.2 節) を行った解析領域を表す .

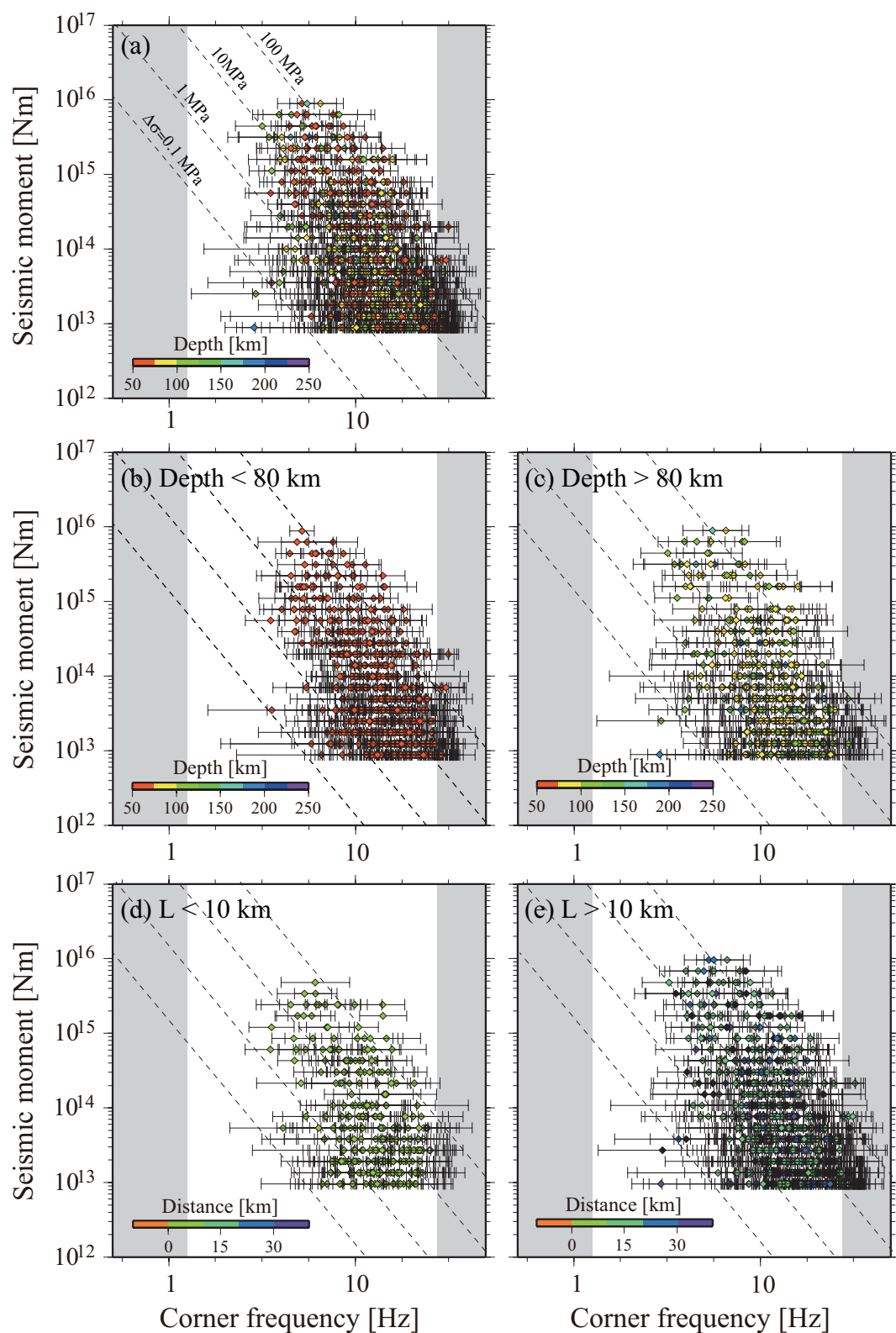


Fig.3.6 コーナー周波数と地震モーメント，応力降下量の関係．(a) 解析に適用したすべての地震，(b) 深さ 80 km 以浅の地震，(c) 深さ 80 km 以深の地震，(d) 海洋性地殻の地震（スラブ上部境界からの距離が 10 km 以内の地震），(e) スラブマントルの地震（スラブ上部境界からの距離が 10 km 以上離れた地震）．横軸がコーナー周波数  $f_c$ ，縦軸が地震モーメントである．点線は応力降下量 ( $\Delta\sigma$  が 0.1 MPa, 1 MPa, 10 MPa, 100 MPa) を表す．

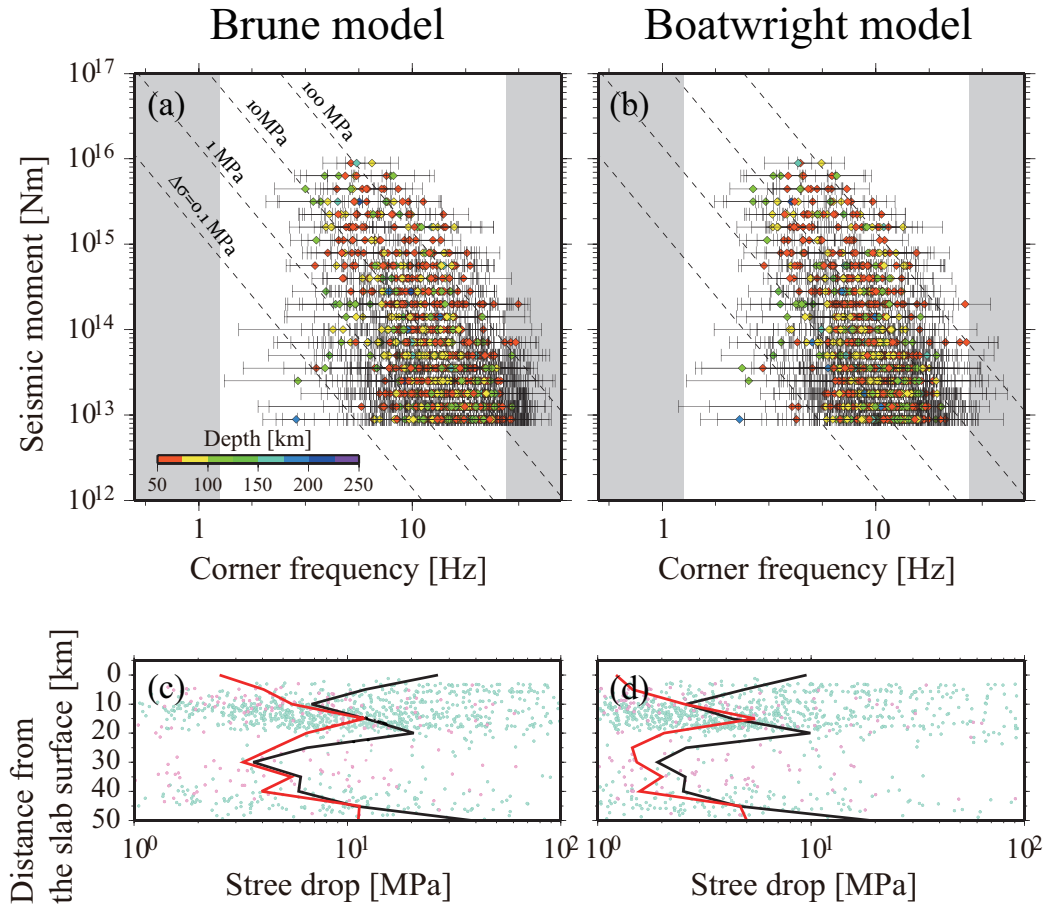
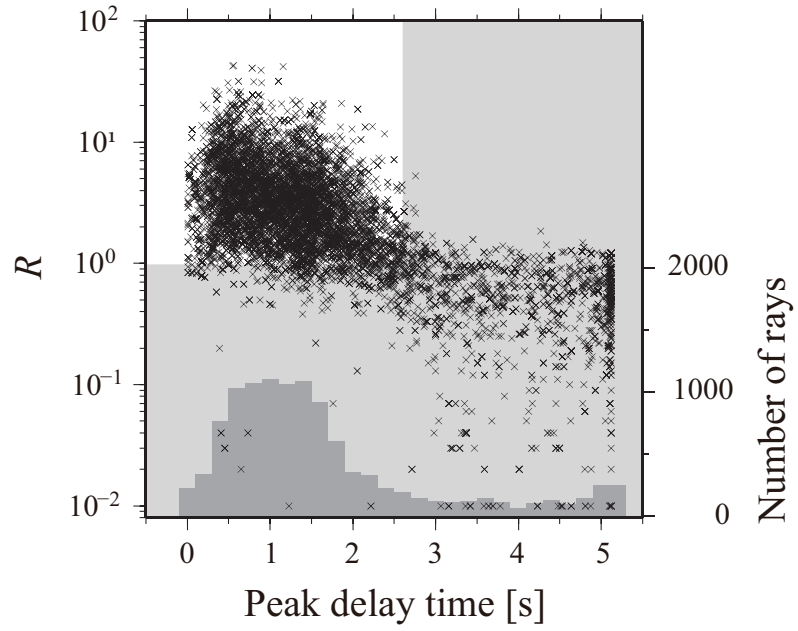


Fig.3.7 震源モデルに対するコーナー周波数と応力降下量の比較．(a, c) が Brune (1970) のモデル，(b, d) が Boatwright (1978) のモデルを仮定した場合に計算されるコーナー周波数である．(a, b) シンボルや線の意味は，Fig. 3.6a に同じ．(c, d) 太平洋スラブ内地震の応力降下量の分布．直上の太平洋スラブ上部境界の深さが 80 km 以浅の地震の応力降下量を緑丸で，80 km 以深のイベントの応力降下量を赤丸で示す．実線は黒が全体の応力降下量の中央値，赤線が直上の太平洋スラブ上部境界の深さが 80 km 以深の地震の応力降下量の中央値である．

(a) Master event



(b) Slave event

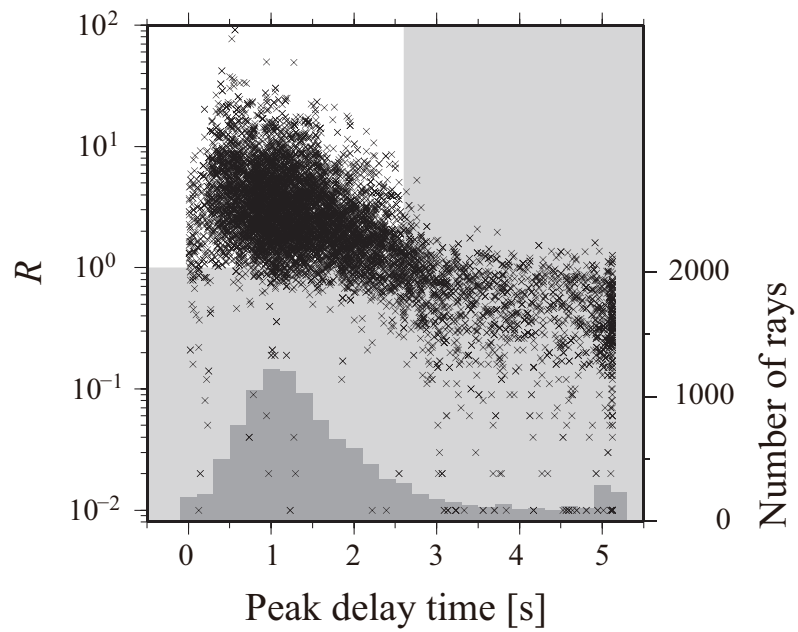


Fig.3.8 ピーク遅延時間（横軸）と分配率（縦軸）の分布．(a) Master イベントの結果，(b) Slave イベントの結果を示す．ヒストグラムは波線の数である．



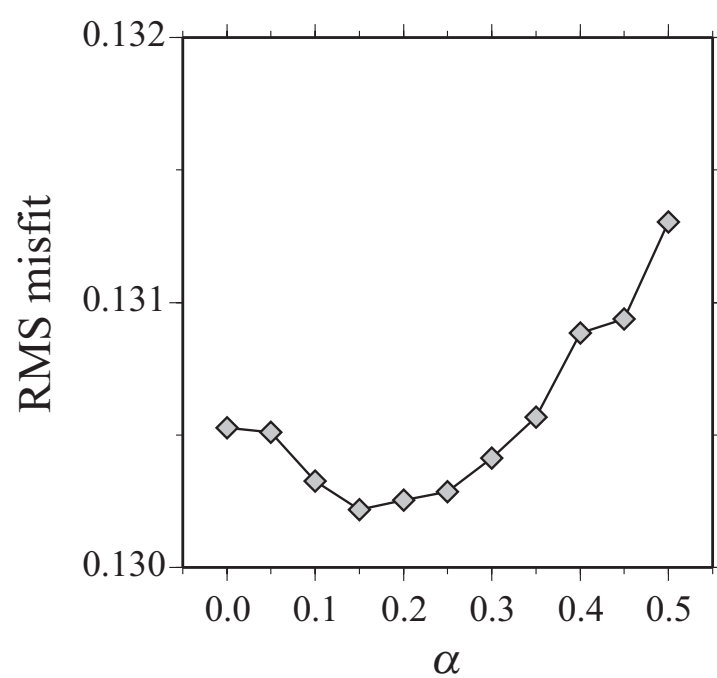


Fig.3.9 スペクトルフィッティングの残差分布． $\alpha$  は減衰の周波数依存性を表す．

EV master: 060304102658, M 2.7, Depth: 147.40 km  
 EV slave : 110927191601, M 2.6, Depth: 107.58 km  
 ST: N.KRMH

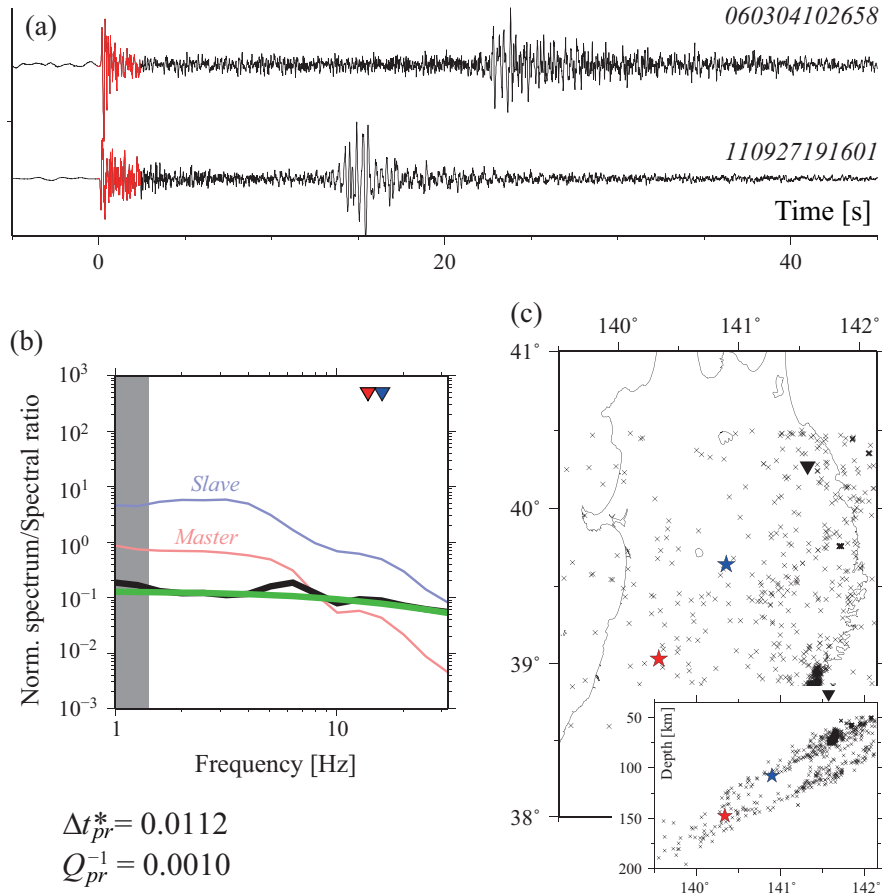


Fig.3.10 スペクトル比法による地震波減衰の推定例 (Master イベント: 060304102658, Slave イベント: 110927191601, 観測点: N.KRMH). (a) vertical 成分の速度波形記録. スペクトルの計算に適応した波形を赤く色づける. (b) 観測 (黒) および理論 (緑) スペクトル比. S/N が 3.0 未満の周波数帯域を灰で塗りつぶす. 赤と青はそれぞれ Master イベントと Slave イベントを意味し, 細線が変位の振幅スペクトル, 逆三角がコーナー周波数を表す. (c) イベント (赤星: Master イベント, 青星: Slave イベント) と観測点 (逆三角) の分布. クロスは本解析で使用したイベントのうち北緯 38.5° から北緯 39.5° のイベントの震源を表す.

EV master: 110314071258, M 4.2, Depth: 114.89 km  
 EV slave : 050930183211, M 3.0, Depth: 101.65 km  
 ST: N.TSRH

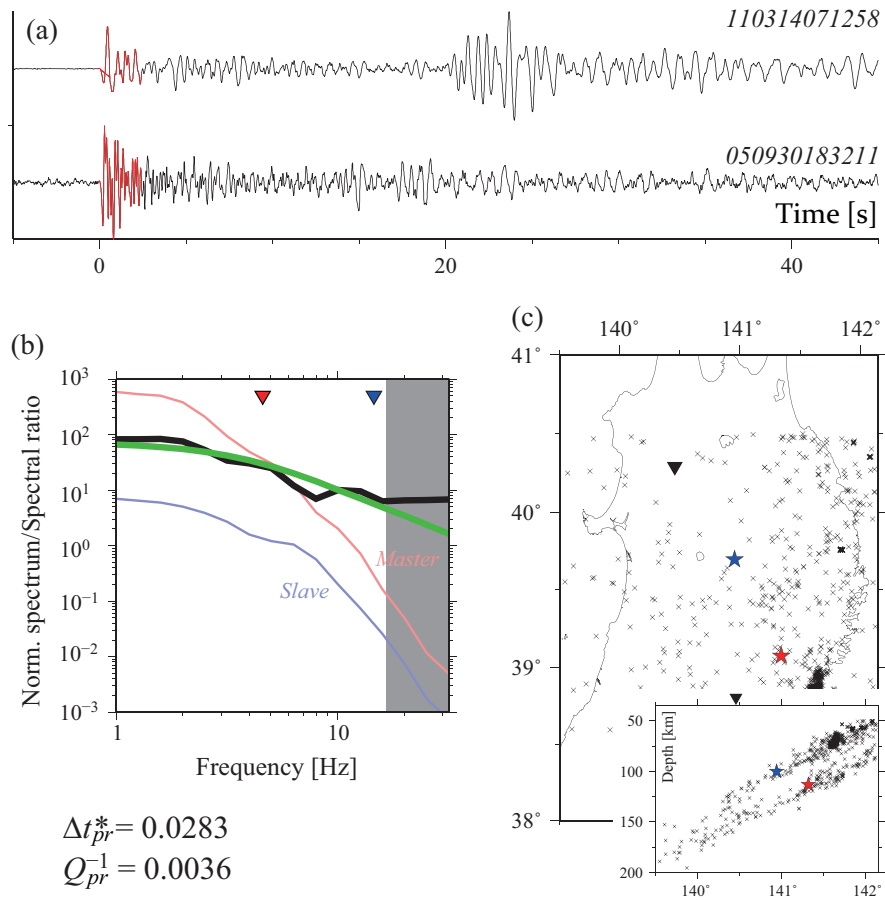


Fig.3.11 スペクトル比法による地震波減衰の推定例 (Master イベント: 110314071258, Slave イベント: 050930183211, 観測点: N.TSRH). 他は Fig. 3.10 に同じ.

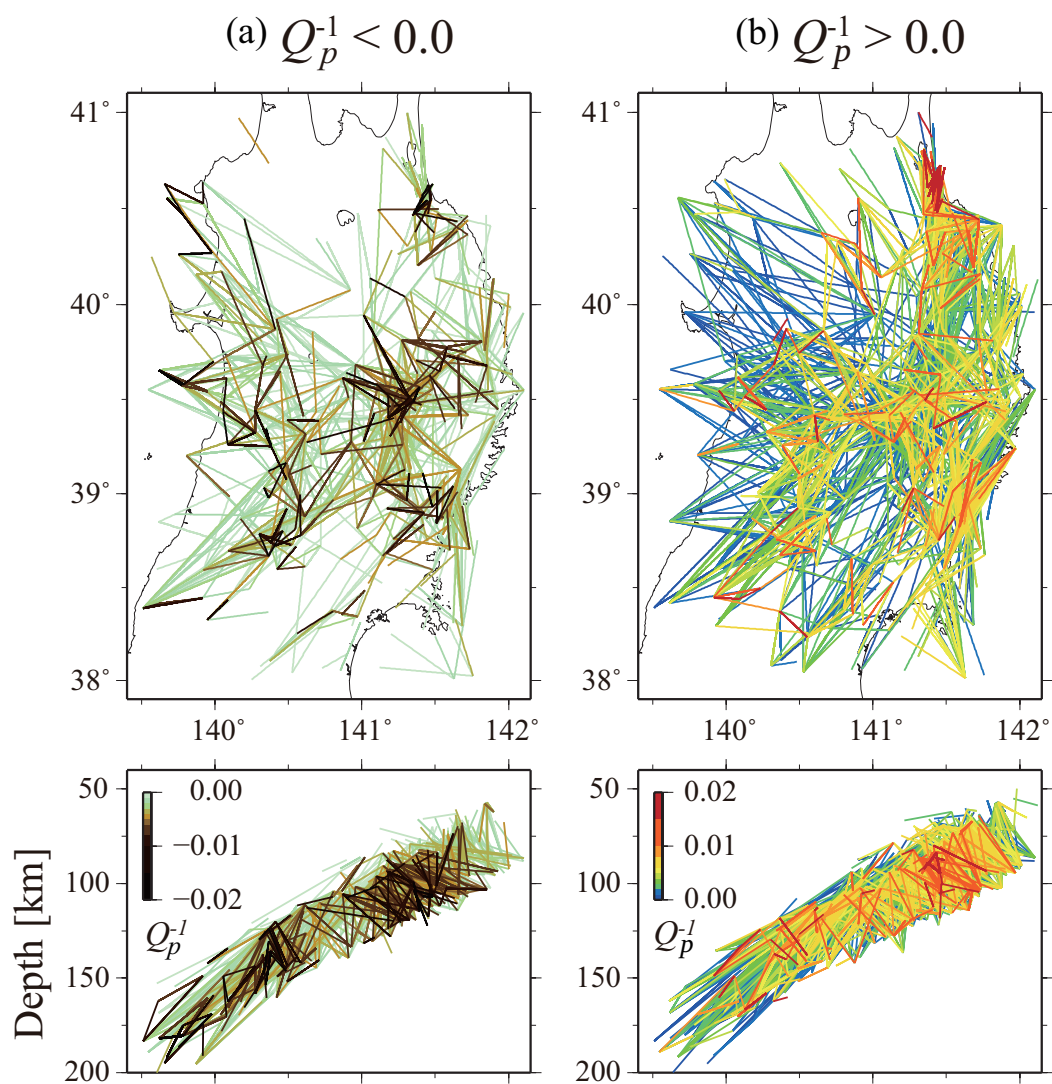


Fig.3.12 太平洋スラブの P 波減衰の分布 . (a) 負の減衰 ( $Q_p^{-1} < 0.0$ ) が推定された波線の分布 . (b) 正の減衰 ( $Q_p^{-1} > 0.0$ ) が推定された波線の分布 . なお , ここでは  $Q_p^{-1}$  の絶対値が小さいものから大きいものの順に重ねている .

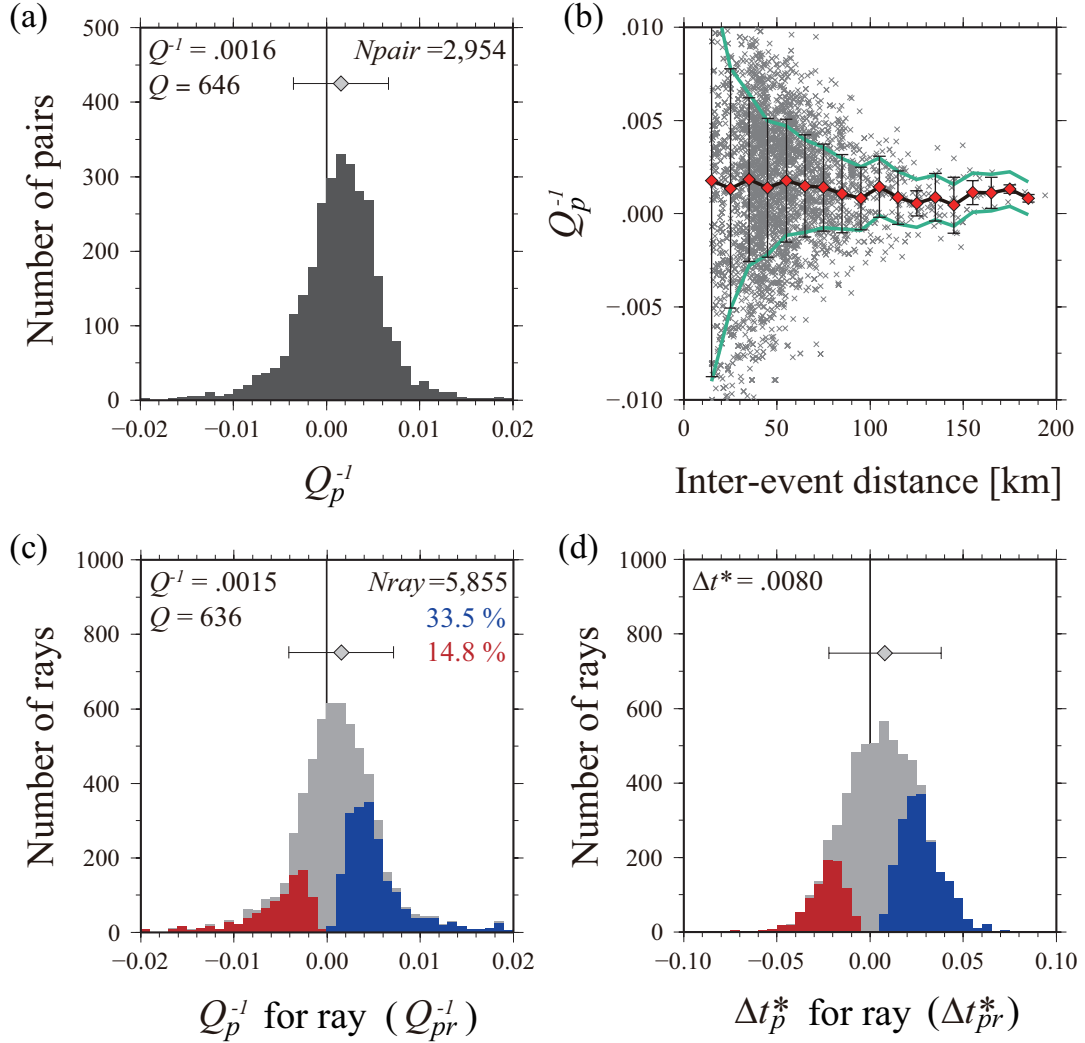


Fig.3.13 推定された P 波減衰の頻度分布．(a) イベントペアごとに推定された  $Q_p^{-1}$ ．シンボルとバーは平均とその標準偏差を表し，ここでは  $Q_p^{-1} = 0.0016 \pm 0.0051$  となる． $N_{pair}$  はイベントペアの数を表す．(b) 震源間距離と  $Q_p^{-1}$  の関係．横軸が震源間距離，縦軸が  $Q_p^{-1}$  である．10 km の震源間距離ごとの平均値と標準偏差を菱形とエラーバーで示す．緑線は，震源スペクトルのゆらぎ (Fig. 3.15) に起因する不確定差 ( $\Delta t^*$  として 0.019) に対応する  $Q_p^{-1}$  のばらつき (標準偏差)．なお，ここでは P 波速度として 8.5 km/s を仮定した．(c, d) 波線ごとの減衰 ( $Q_{pr}^{-1}$  と  $\Delta t_{pr}^*$ ， $N_{ray} = 5,855$  は波線の数を表す．解析したデータの平均値はそれぞれ  $Q_{pr}^{-1} = 0.0015 \pm 0.0056$ ， $\Delta t_{pr}^* = 0.008 \pm 0.030$  となる．ヒストグラムがイベントペアの数を表し，うち，判定基準 (3.21 式) を越えた正の減衰 ( $Q_{pr}^{-1} > 0$ ) を青，負の減衰 ( $Q_{pr}^{-1} < 0$ ) を赤で示す．

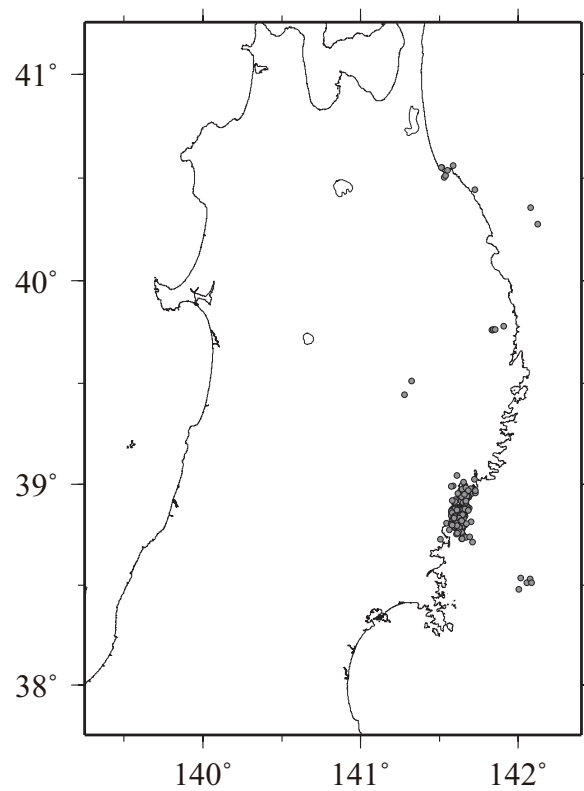


Fig.3.14 近接イベントペアの分布．灰丸がみかけ P 波減衰 ( $\Delta t_{ap}^*$ ) の推定に使用した地震の震央を表す．

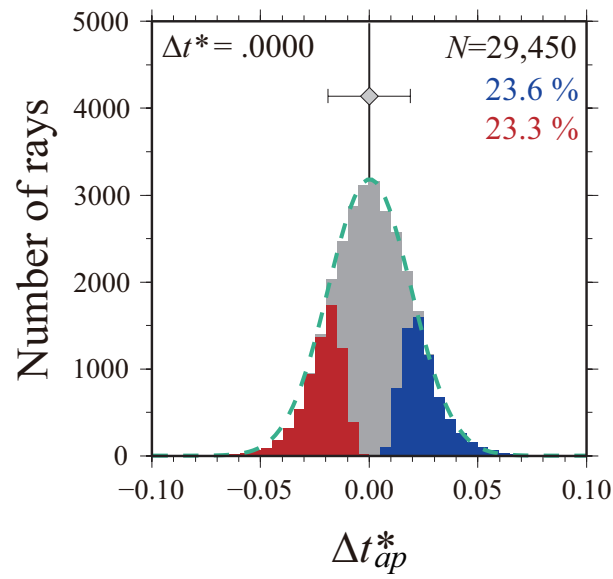
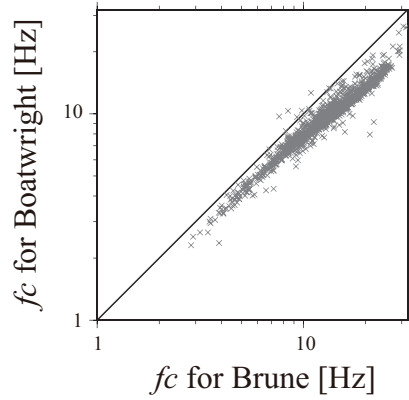
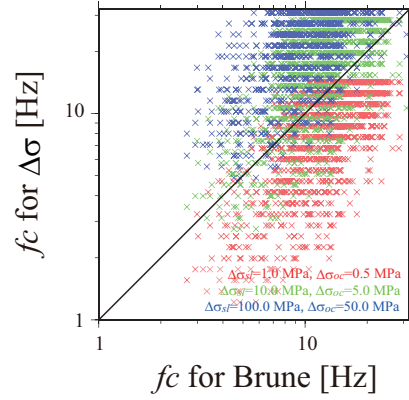


Fig.3.15 近接イベントペアで推定されたみかけ P 波減衰 ( $\Delta t_{ap}^*$ ) の分布．ここではイベント間距離が 10 km 以内のイベントペアに対する見かけの表す．平均値は  $\Delta t_{ap}^* = 0.000 \pm 0.019$  となる．緑点線は、平均を 0.0、標準偏差を 0.019 とした場合の正規分布を表す．他は Fig. 3.13 に同じ．

(a) Brune vs. Boatwright models



(b) Brune model vs. constant stress drop



(c) Boatwright model

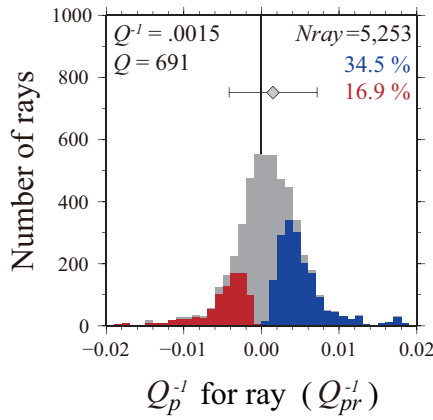
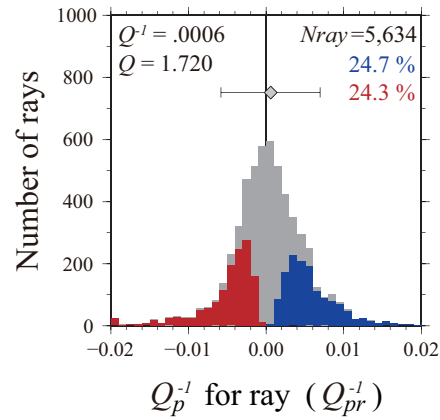
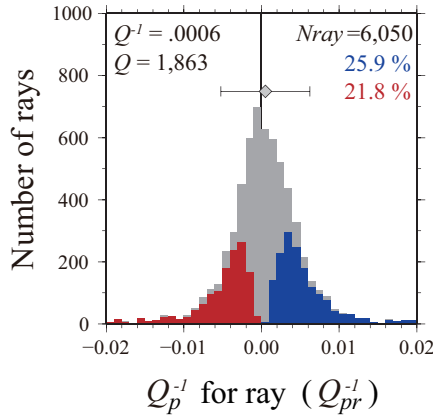
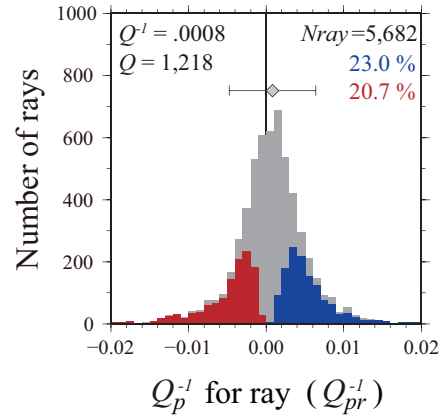
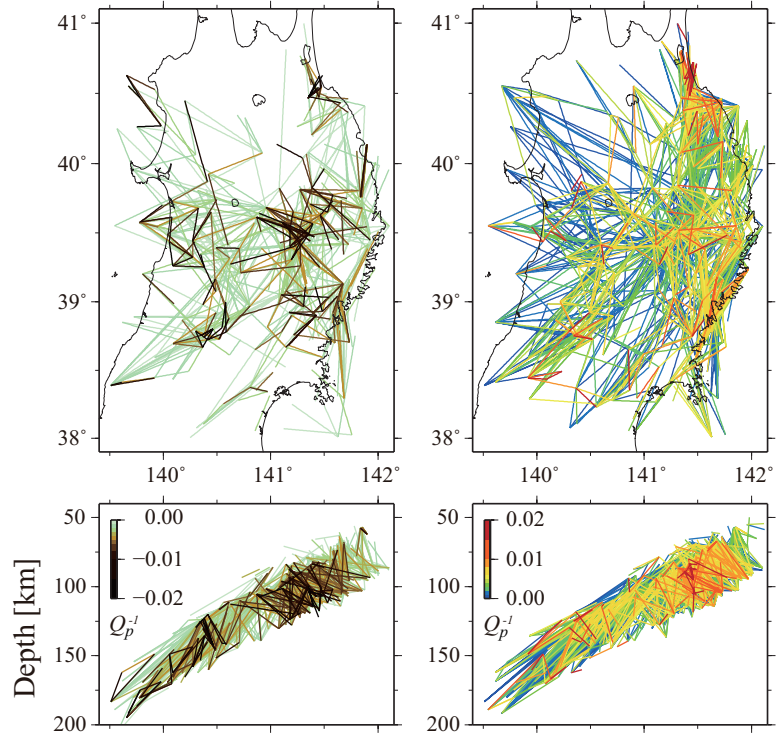
(d)  $\Delta\sigma_{sl}=1.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=0.5$  MPa(e)  $\Delta\sigma_{sl}=10.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=5.0$  MPa(f)  $\Delta\sigma_{sl}=100.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=50.0$  MPa

Fig.3.16 コーナー周波数と P 波減衰の関係．(a, b) コーナー周波数の違い．横軸は Brune (1970) の  $\omega^2$  モデルを仮定した場合のコーナー周波数である．(a) 縦軸は Boatwright (1978) の  $\omega^2$  モデルを仮定した場合のコーナー周波数，(b) は応力効果量を仮定した場合に期待されるコーナー周波数で，ここではスラブマンタルの地震の応力降下量として  $\Delta\sigma_{sl} = 100$  MPa, 10 MPa, 1 MPa を与えた．また，海洋性地殻の地震の応力降下量 ( $\Delta\sigma_{oc}$ ) はスラブマンタルの半分とした．(c, d, e, f) (a) と (b) で与えられるコーナー周波数から推定された P 波減衰の分布．平均値は (a)  $Q_{pr}^{-1} = 0.0015 \pm 0.0057$ , (b)  $Q_{pr}^{-1} = 0.0006 \pm 0.0064$ , (c)  $Q_{pr}^{-1} = 0.0006 \pm 0.0057$ , (d)  $Q_{pr}^{-1} = 0.00085 \pm 0.0056$  である．シンボルや色は Fig. 3.13 に同じ．



(a) Boatwright model



(b)  $\Delta\sigma_{sl}=1.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=0.5$  MPa

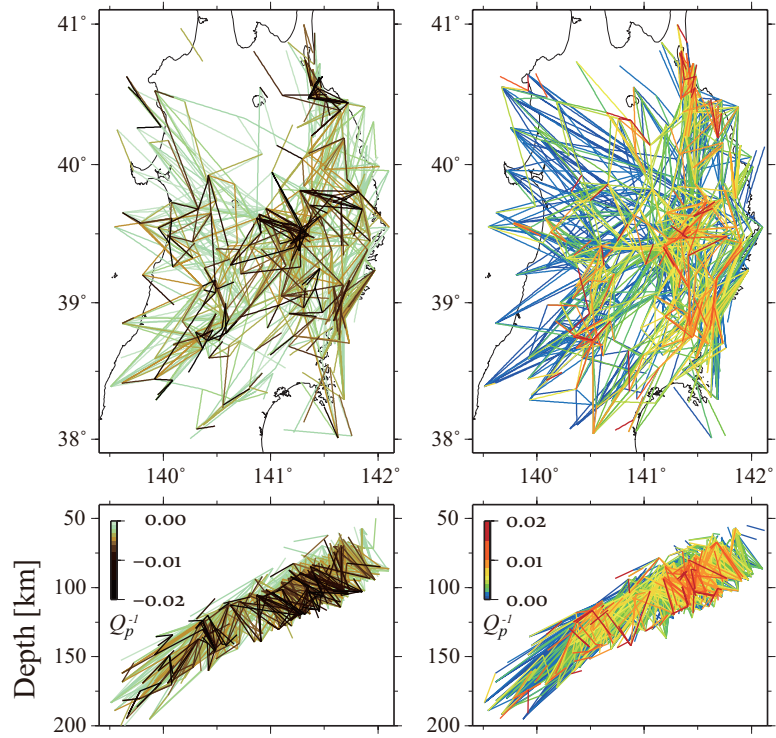
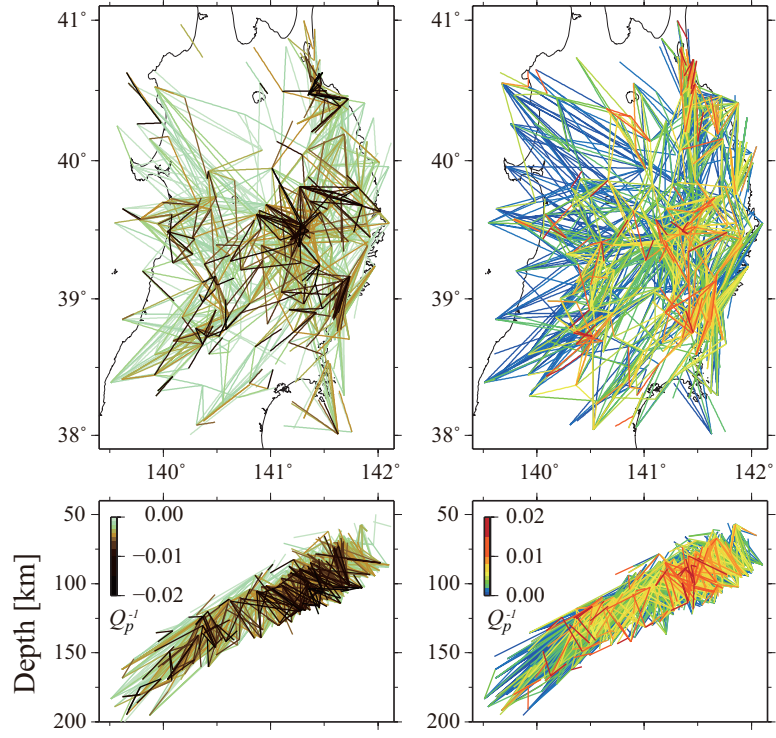


Fig.3.17 太平洋スラブのP波減衰の分布 (左:  $Q_p^{-1} < 0.0$ , 右:  $Q_p^{-1} > 0.0$ ). (a) は震源スペクトルとして Boatwright (1978) の仮定した場合の結果, (b) はスラブマンツルの応力降下量を  $\Delta\sigma_{sl}=1.0$  MPa, 海洋性地殻の応力降下量を  $\Delta\sigma_{oc}=0.5$ MPa と仮定した場合に期待されるコーナー周波数を使用した場合の結果である.

(c)  $\Delta\sigma_{sl}=10.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=5.0$  MPa



(d)  $\Delta\sigma_{sl}=100.0$  MPa,  $\Delta\sigma_{oc}=50.0$  MPa

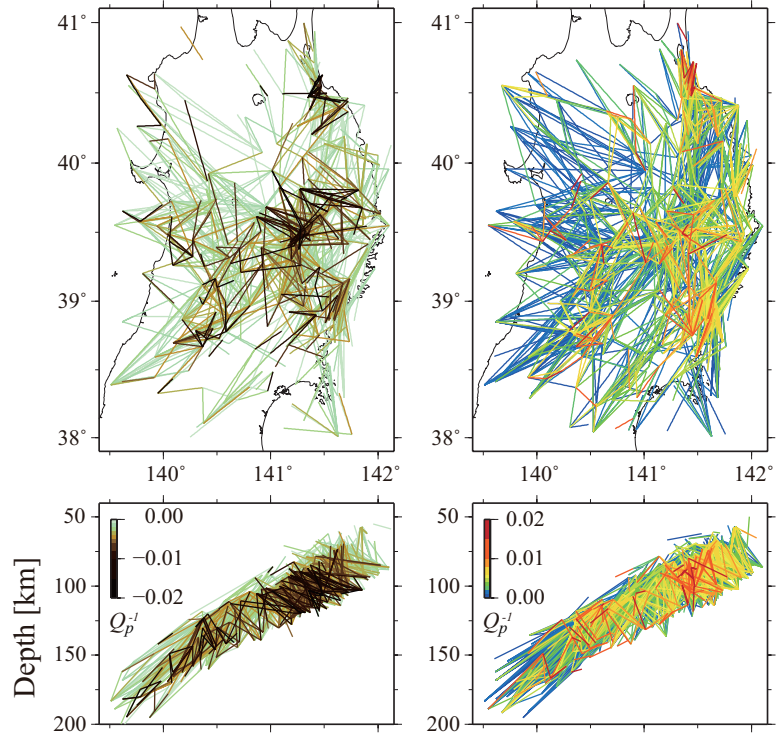


Fig.3.17 (つづき)太平洋スラブのP波減衰の分布(左: $Q_p^{-1} < 0.0$ ,右: $Q_p^{-1} > 0.0$ ).  
(c) はスラブマントルの応力降下量を  $\Delta\sigma_{sl}=10.0$  MPa, 海洋性地殻の応力降下量を  $\Delta\sigma_{oc}=5.0$ MPa と仮定した場合に期待されるコーナー周波数を使用した場合の結果,  
(d) は  $\Delta\sigma_{sl}=100.0$  MPa, 海洋性地殻の応力降下量を  $\Delta\sigma_{oc}=50.0$ MPa を仮定した場合に期待されるコーナー周波数を使用した場合の結果である.

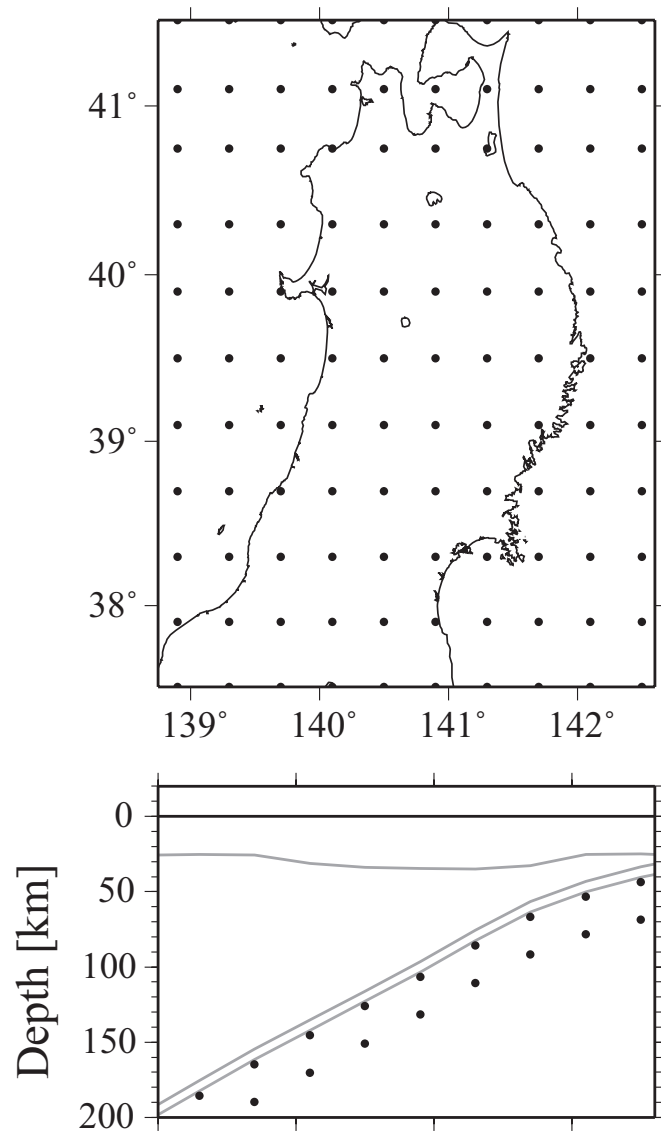


Fig.3.18 3次元P波減衰トモグラフィで使ったグリッドの配置(水平方向:  $0.4^\circ$  間隔, 鉛直方向: 太平洋スラブ上部境界から 10 km と 35 km). 灰線はトモグラフィを行う際に仮定した速度不連続面の形状であり, 上位から大陸モホ面 (Katsumata, 2010), 太平洋スラブ上部境界 (Nakajima et al., 2009b), 海洋モホ面を表す.

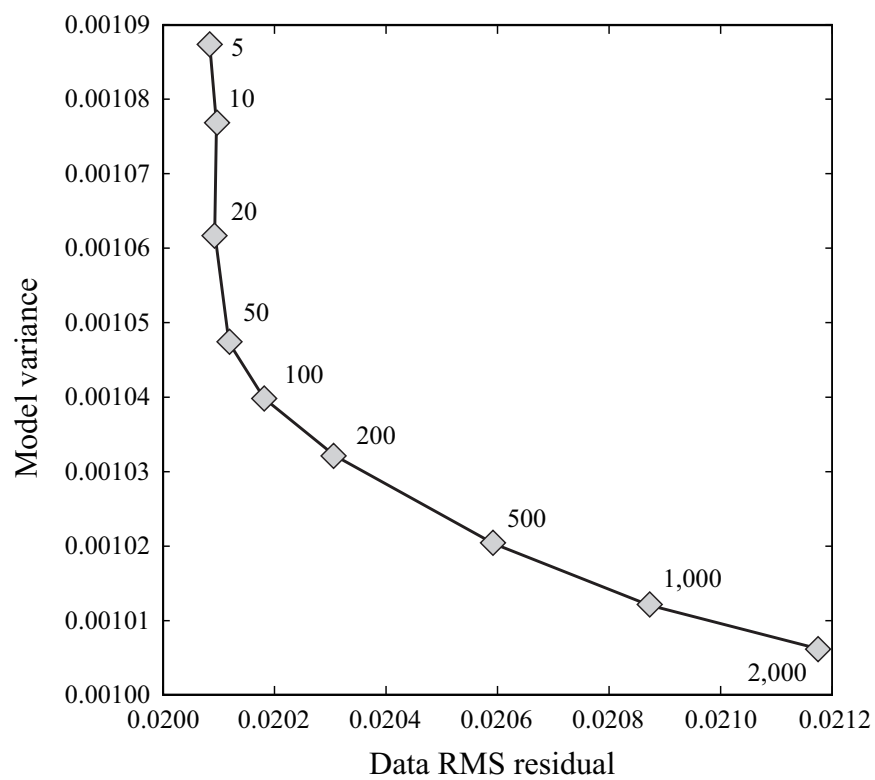
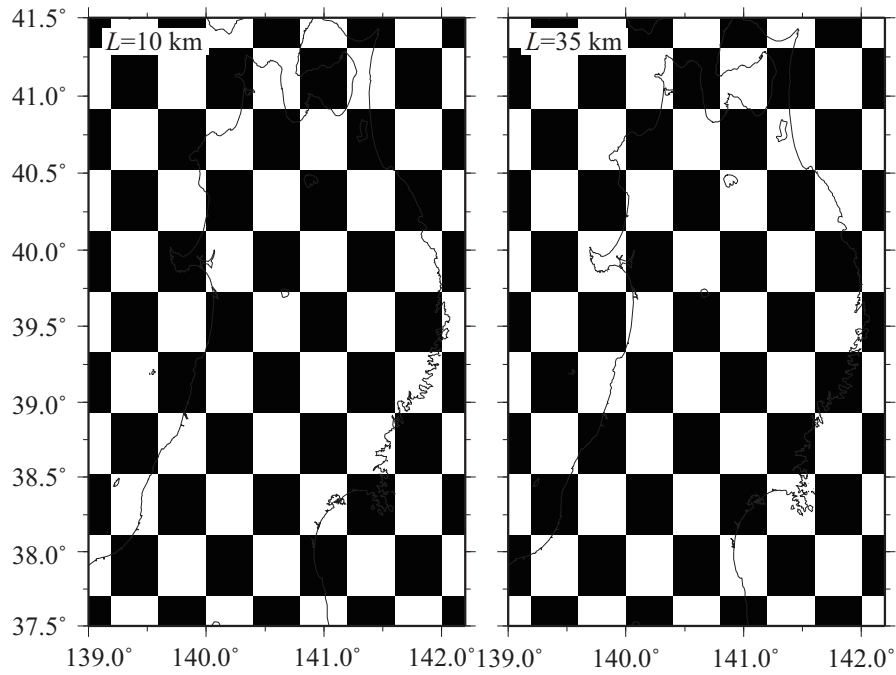


Fig.3.19 解析データの残差とモデルの分散のトレードオフカーブ．横軸がデータの残差，縦軸がモデルの分散を表し，数字はダンピングの値を表す．

(a) CRT Input model



(b) CRT Output result

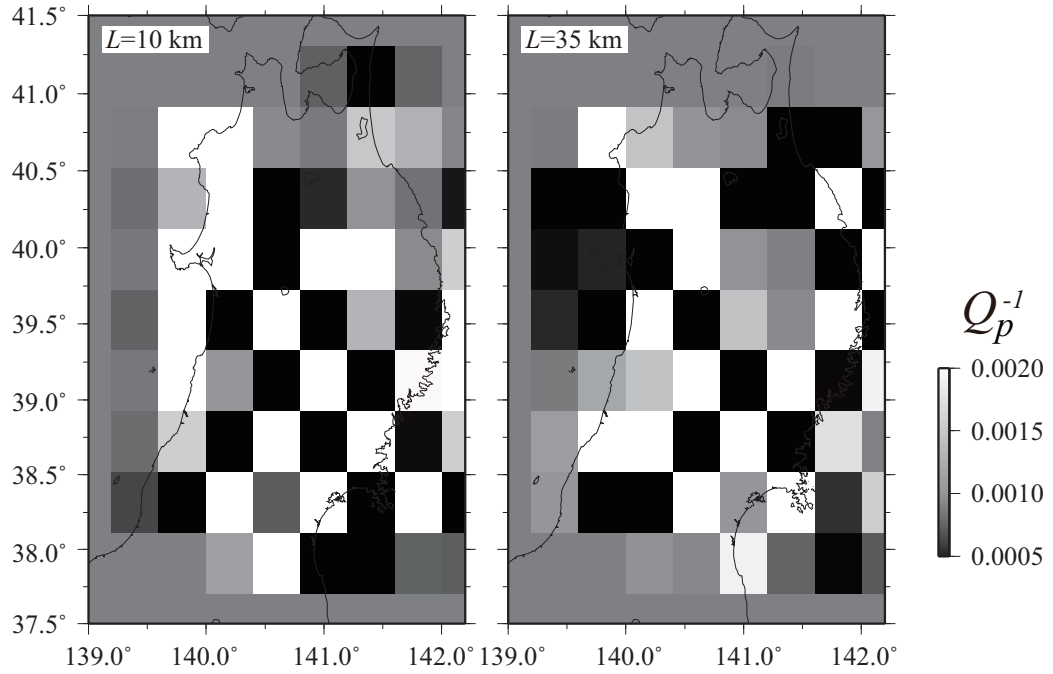


Fig.3.20 Checkerboard Resolution Test (CRT)の結果． $L$  は太平洋スラブ上部境界からの距離を表し，ここで  $L = 10$  km と 35 km に配置したグリッドの結果を示す．  
(a) Input モデル．(b) Output モデル．

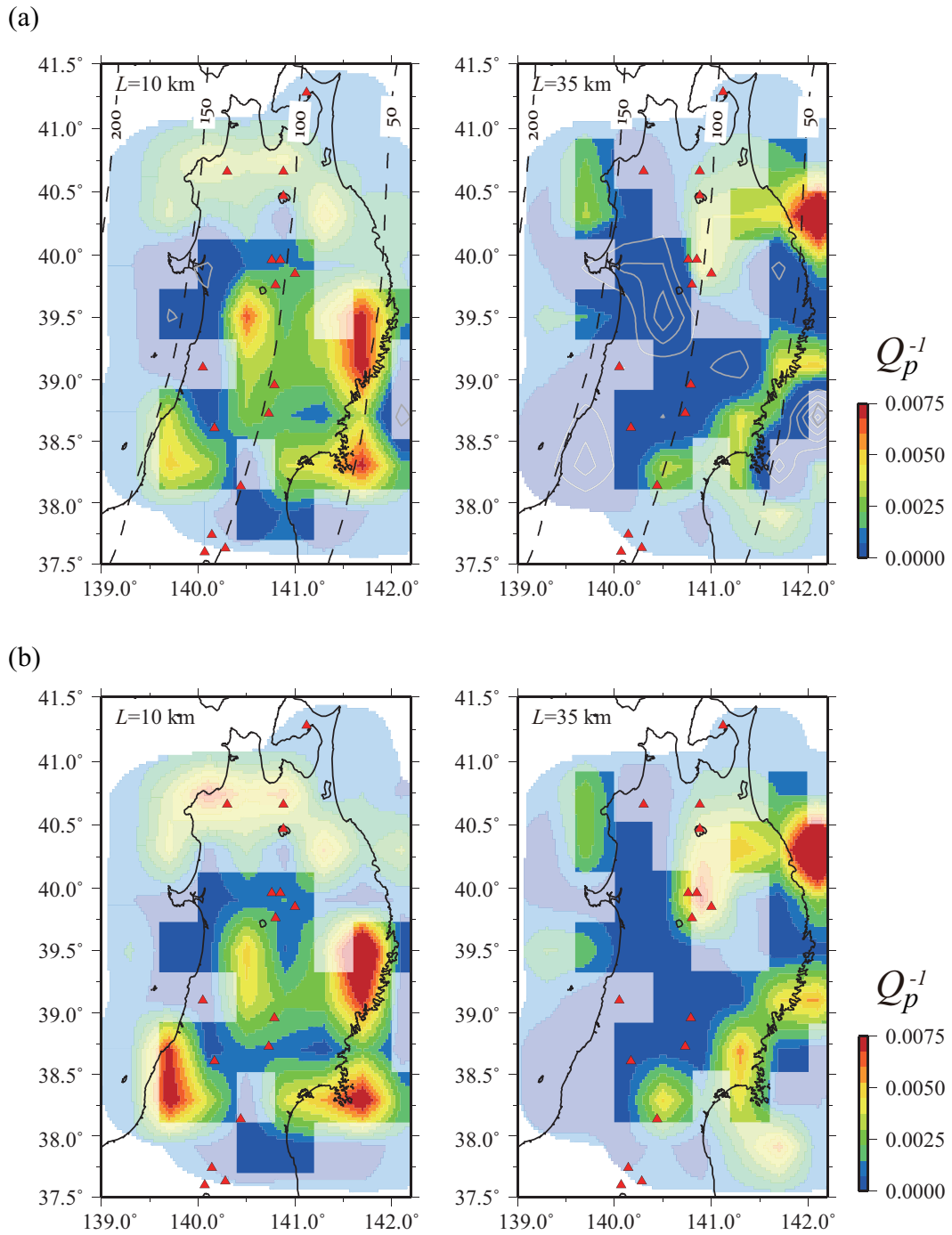


Fig.3.21 (a) 太平洋スラブの P 波減衰構造． $L$  は太平洋スラブ上部境界からの距離である．赤三角は火山を表し，灰色コンターは  $Q_p^{-1} < 0.0$  の領域を 0.001 刻みで表す．  
 (b) 非負の条件を与えた場合の結果．CRT で構造の復元が十分でない領域を白でマスクしてある．

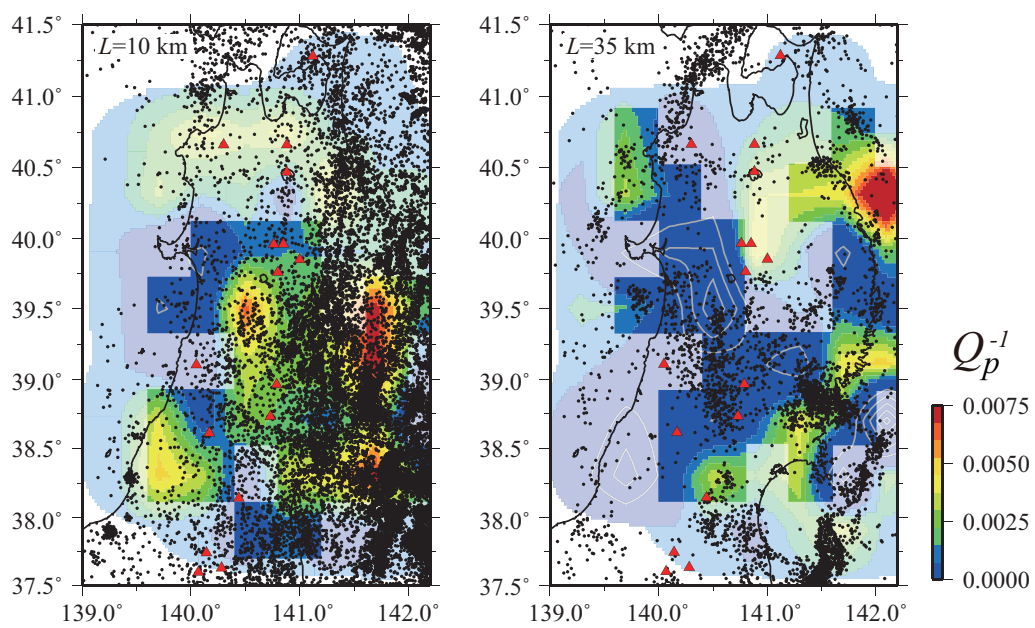


Fig.3.22 P 波の減衰構造と太平洋スラブ内地震活動．丸が震源の位置を表し，それぞれ（左）スラブ上部境界からの深さが 0-20 km の地震と（右）下面の深さが 20-40 km の地震を示す．



## 第 4 章 議論

### 4.1 海洋性地殻の不均質構造と水の分布

東北地方と北海道東部で推定された海洋性地殻の地震波速度から，東北日本下では深さ 100 km 以浅で海洋性地殻が顕著な低速度域となっていることがわかった．両地域で推定することができた P 波速度に注目すると，100 km 以浅では東北地方で 6.5-7.0 km/s，北海道東部では 6.5-7.5 km/s となる (Fig. 1.33a)．また，特に 50-80 km の深さ範囲では，両地域で推定された P 波速度はほぼ同じ (6.5-7.0 km/s) となった．この深さ範囲における速度低下は，海洋性地殻を構成する含水鉱物や岩石相に対して期待される値 ( $\sim 7.4$ -7.6 km/s) と比べて 10-15% 程度あり，含水鉱物とともに 1 vol% 程度の流体の水の存在により説明することができる．加えて，本研究では東北地方下のスラブ最上部付近に P 波減衰の比較的高い領域を推定し，少なくとも上面地震帯付近まではこのような高減衰域が分布することを明らかにした．したがって，P 波減衰からも深さ 100 km 以浅の海洋性地殻内部に含水鉱物や流体の存在が示唆される．

一方で，80 km 以深の海洋性地殻の P 波速度は，東北地方と北海道東部で異なり，北海道東部でやや大きくなる．この違いは，両地域のテクトニクスの違いなどを反映していると推測される．例えば，北海道では太平洋スラブが斜めに沈み込むため，東北地方に比べて海洋性地殻の温度が高くなり (Kita et al., 2010b; Abers et al., 2013)，含水鉱物の相転移がより浅部で生じることが期待される．したがって，深さ 80-100 km 付近の地震波速度の違いは含水鉱物の相転移が生じる深さの違いを反映している可能性がある．一方で，上面地震帯の深さは両地域でほぼ同じであることを考えると，含水鉱物の相転移の生じる深さには大きな違いがあるとは考えにくく，結果，地殻の温度が大きく異なるとは考えにくい．

このほかの要因として，海洋性地殻内部での流体の水の分布が異なることで，両地域の深さ 80-100 km で地震波速度の違いが生じている可能性もある．具体的には，含水鉱物の脱水による水の供給量とマントルウェッジへの移動などによる地殻からの散逸量のいずれか，あるいは両者が東北地方と北海道東部で異なり，結果的に北海道東部では地殻内部に存在する流体の水が少なくなっていると推測される．含水鉱物の脱水は，含水鉱物の相転移が生じる範囲や反応の速さなどにより決まる (e.g., van Keken et al., 2012; Abers et al., 2013)．したがって，上述したような相転移の生じる深さの違いは脱水による水の供給量の違いにも影響しているかもしれない．

海洋性地殻で脱水した水の一部は，浮力や圧力勾配に従って，周囲のマントルウェッジやスラブマントルへ移動すると考えられている (e.g., Mibe et al., 1999; Iwamori, 2007; Faccenda, 2014)．特に，海洋性地殻からマントルウェッジへの水の移動はスラブ直上の低速度層 (Kawakatsu and Watada, 2007) などとして観測されている．地殻からマントルウェッジへの水の移動には，マントルウェッジとスラブ上部境界や地殻内部の透水率が重要となる (e.g., Audet et al., 2009; Wilson et al., 2014)．マントルウェッジにおける流体の移動には蛇紋岩の存在 (e.g., Katayama et al., 2012) や二面角 (ぬれ角, dihedral



angle) の大きさ (e.g., Mibe et al., 1999; Karato, 2010) が寄与していると考えられる。二面角とは、力学的平衡状態における固相と液相の界面張力の関係により決まる角度であり (e.g., Karato et al., 2010), 固相と液相を成す物質や温度, 圧力などに依存し, ある値を下回ると液相の連結が生じ, 流体が移動しやすくなる。ここで固相は鉱物, 液相は粒間に存在する水 (間隙水) やメルトであり, 今考えるべきはマントルウェッジを構成する岩石と水 (forstrite+H<sub>2</sub>O) の系であり, この系においては二面角が 60° を下回ると液相が連結する (e.g., Mibe et al., 1999)。なお, 圧力が一定, つまり同じ深さにおいて, マントルウェッジを構成する岩石と水 (forstrite+H<sub>2</sub>O) の系に対する二面角は温度が高くなると小さくなる (Mibe et al., 1999; Yoshino et al., 2007)。

東北日本下の深さ 100 km 付近におけるスラブ最上部付近の温度は 600-800 °C 程度とみつもられている (e.g., Peacock and Wang, 1999; Hacker et al., 2003; Kimura and Nakajima, 2014)。深さ 80-100 km に相当する 2.5-3.5 GPa の圧力範囲において, forstrite+H<sub>2</sub>O 系の二面角が 60° となるのは 850-1000 °C 程度である (Mibe et al., 1999)。したがって, 東北地方下では forstrite+H<sub>2</sub>O 系の二面角は 60°C より大きくなり, 流体は粒間に保持されていると考えられる。東北地方下では, このような粒間に水が保持されうる条件が深さ 120 km 程度まで続くと考えられている (Kimura and Nakajima, 2014)。一方で, 北海道東部下では太平洋スラブの斜め沈み込みやそれに伴うマントル対流, 3 次元的なスラブの形状などの影響により, 東北地方に比べてスラブ上部境界付近の温度が高くなることが予想されている (e.g., Kita et al., 2010b; Abers et al., 2013; Morishige and van Keken, 2014; Wada et al., 2015)。仮に北海道東部下で, 少なくとも深さ 80 km 以深におけるスラブ上部境界付近の温度が東北地方下に比べて 100-200 °C 程度高いとすると, 深さ 70 km 以深では二面角が 60° より小さくなり (Fig. 2.31b), 海洋性地殻からマントルウェッジへの流体の移動が容易となっている可能性がある。この温度差は Wada et al. (2015) が見積もった両地域下のスラブ上部境界付近の温度差と同程度であり, 実際上記のメカニズムにより北海道東部下では深さ 70 km 以深で地殻から一部の流体がマントルウェッジ側へ流出している可能性がある。

なお, 蛇紋岩の存在は, 発達した片理に沿って流体が移動することでマントルウェッジ中に高い透水率を実現する機構の一つとして考えられている (Katayama et al., 2012)。一方で, 深さ 100 km (3.5 GPa) 程度では蛇紋岩の分解反応は 850 °C 程度で生じる (Schmidt and Poli, 1998)。このため, Wada et al. (2015) などが予想するように, 北海道東部で太平洋スラブ直上の温度が高い場合には, 温度分布の違いにより蛇紋岩が安定して存在できる (深さなどの) 範囲がことなり, また, forstrite+H<sub>2</sub>O 系の二面角が 60° を下回る温度条件下では蛇紋岩が安定して存在することは困難である。以上のような理由から東北地方と北海道東部下ではマントルウェッジ中におけるマントルウェッジ中における蛇紋岩の分布が異なることも予想される。今後, マントルウェッジの詳細な構造推定が進み, 蛇紋岩の分布が明らかになるとスラブ上部境界付近の温度や流体の移動過程などに関する理解の進展が期待される。

## 4.2 海洋性地殻の地震活動と周辺域の不均質構造

これまで議論してきたように、深さ 80-100 km 付近で推定された、東北地方と北海道東部における海洋性地殻の地震波速度の違いは太平洋スラブ上部境界付近の温度構造の違いにより定性的には説明が可能である。一方で、含水鉱物の相転移や脱水により生じた水の存在は、上面地震帯 (Kita et al., 2006) の形成など、地殻内地震活動と密接に関係していると考えられている (e.g., Kirby et al., 1996)。したがって、含水鉱物や水の分布の違いを検討する上で、海洋性地殻内部の地震活動は一つの指標となりえる。

東北地方の深さ 70-90 km 付近の海洋性地殻内部で観測される活発な地震活動 (上面地震帯) は、関東地方や北海道中央部でより深部に分布することが知られている (e.g., Hasegawa et al., 2007; Kita et al., 2010a)。このような上面地震帯の分布の違いは、関東地方ではフィリピン海スラブが、北海道中央部では島弧-島弧衝突により沈み込んだ物質が、それぞれ太平洋スラブと接触することで地殻の温度上昇が妨げられ、含水鉱物の相転移や脱水による水の供給が遅れているためであると考えられている (e.g., Hasegawa et al., 2007)。実際、関東地方下の上面地震帯の分布はフィリピン海スラブとの接触域下端よりやや深い側 (down-dip 側) に位置し、上面地震帯の深さまで海洋性地殻の S 波速度の低下が観測されている (e.g., Matsubara et al., 2005; Hasegawa et al., 2007; Nakajima et al., 2009a)。

そこで、本解析で推定した海洋性地殻の地震波速度と地震活動を比較すると、上面地震帯の分布は東北地方と北海道東部でともに深さ 80-90 km 付近に活動のピークを持つ (Figs. 2.11, 2.27a, 2.31b)。先述したように北海道東部では、スラブ上部境界付近で東北地方に比べて温度が高くなることが予想され (e.g., Abers et al., 2013; Morishige and van Keken, 2014; Wada et al., 2015)、従って、海洋性地殻内部の温度も高くなると期待される。それに関わらず、観測された上面地震帯の分布が両地域でかわらないということは、東北地方と北海道東部でともに深さ 80-90 km 付近の海洋性地殻の温度がほぼ同じであることを示していると考えられる。ただし、東北地方下と北海道東部下では、海洋性地殻内の地震活動度そのものが大きく異なり、東北地方下で明らかに地震の活動度が高い (e.g., Kita et al., 2006)。このような地震活動度の違いには、地殻内部に存在する流体の水の量や含水鉱物が脱水する反応速度など、地殻の温度や相転移が生じる深さ以外の要因も影響していると考えられる。したがって、地殻内の温度と地震活動の関係を議論するためにも、今後、地殻内部の地震活動の分布のより詳しい検討が必要である。

一方で、地殻熱流量の観測などから、沈み込み帯のマントルウェッジ先端部分ではマントル対流による熱供給が弱く、ウェッジ先端部やスラブ上部境界付近の温度が低いと考えられている (e.g., Peacock and Wang, 1999)。また、東北日本下では太平洋スラブとマントルウェッジのカップリングが深さ 70-80 km で生じ (e.g., Wada and Wang, 2009)、これより深部 (背弧側) ではマントル対流により多量の熱が供給されるため、スラブ上部境界付近の温度が急激に増加する (e.g., Hacker et al., 2003; Kimura and Nakajima, 2014)。これに対して、スラブ上部境界面から少しスラブ内部に入ると、温度の増加は緩やかになる (e.g., Hacker et al., 2003; Kimura and Nakajima, 2014)。これは、海洋性地殻内部やスラブマントルでは熱が拡散によって輸送されるためである。加えて、東北地

方下と北海道東部下のスラブ上部境界付近の温度の違い（東北地方下：600-800 °C 程度，北海道東部下：800-1000 °C 程度）は最大でも 200 °C 程度である（e.g., Morishige and van Keken, 2014; Wada et al., 2015）．このため，両地域下の海洋性地殻内部では，スラブ上部境界付近における温度差の影響が小さくなっているかもしれない．

このような場合であれば，東北地方と北海道東部で推定された海洋性地殻の地震波速度分布と地震活動の関係を太平洋スラブ上部境界の温度構造の違いとして説明することは可能である．つまり，北海道東部ではマントルウェッジの温度が高いことで，海洋性地殻からマントルウェッジへの流体移動が生じやすく，その結果，深さ 80-100 km で地殻内部の流体量が減少し，それに伴い地殻の地震波速度低下の度合いが小さくなる．その一方で，東北地方と北海道東部における海洋性地殻の温度の差はそれほど大きくなり，結果的に含水鉱物の相転移の進行や上面地震帯の分布する深さには大きな違いが生じないと考えられる．加えて，北海道東部では地殻内部の流体量が減少することで，間隙流体圧の上昇が東北地方に比べて低いため，北海道東部の地殻内部地震活動度が東北地方に比べて低くなる．

### 4.3 水循環過程に対する考察

本解析で推定された海洋性地殻の地震波速度構造およびこれまでの議論から，東北地方と北海道東部に沈み込む海洋性地殻とその周辺部（特にマントルウェッジ最下部）では，以下に示すような水の分布や移動が考えられる．なお，概念図を Fig. 4.1 に示す．

深さ 80 km 以浅：

- ・ 東北地方と北海道東部で地震波速度の遅い海洋性地殻の推定．
- ・ スラブ最上部の減衰はスラブマントル中央部に比べて高い．
- ・ 海洋性地殻内部で含水鉱物と 1 vol% 程度の流体の水が共存する．
- ・ 流体の供給源は深さ 100 km 付近での含水鉱物の脱水反応であると考えられる．
- ・ 地殻内部やプレート境界に沿って移動が，マントルウェッジへの移動に比べて容易であることにより，地殻内部に流体が保持される（e.g., Peacock et al., 2011; Willson et al., 2014）．

深さ 80-100 km：

- ・ 含水鉱物の脱水により地殻に流体の水が供給され（e.g., Hacker et al., 2003; Abers et al., 2013），上面地震帯（Kita et al., 2006）を形成する．
- ・ スラブ上部境界付近（海洋性地殻やスラブ直上のマントルウェッジ）の温度が異なることで，含水鉱物が相転移する深さやマントルウェッジへの移動する流体の割合に違いが生じる．
- ・ 東北地方下と北海道東部下で地殻の地震波速度が異なるのは，流体の供給量や移動量の違いが影響している可能性が考えられる．
- ・ 流体の存在は地震波の減衰を大きくすることが知られている（e.g., Karato, 2003）が，実際に太平洋スラブ最上部の減衰はこの深さまでは比較的大きな値を示している．

深さ 100-150 km：

- ・ 海洋性地殻からマントルウェッジなどへ流体の水がほぼ放出される．
- ・ 放出された流体の振る舞いは，スラブ直上のマントルウェッジの温度により異なることが期待される．
- ・ 低温（＜ 800 °C 程度）であればスラブ直上に蛇紋岩が形成されることで地震波の低速度層 (e.g., Kawakatsu and Watada, 2007) を形成する．
- ・ 高温（＞ 800 °C 程度）であれば浮力などにより粒間に沿った移動が生じると考えられる．

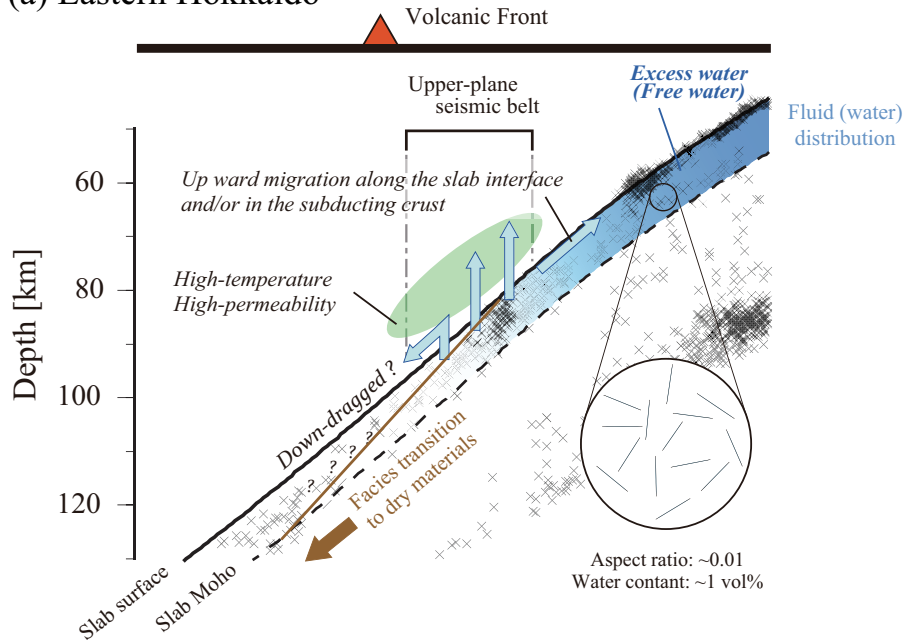
#### 4.4 今後の展望

ここまでの議論は，東北地方下と北海道東部下で観測された海洋性地殻の地震波速度の分布を，主に沈み込む太平洋スラブ上部境界付近の温度構造の違いにより定性的には説明できることを示した．ただし，先にも述べたとおり，特に上面地震帯の分布や活動度は温度構造のみでは説明することが困難な部分があり，今後，脱水による水の供給量や流体の分布なども含めて，より詳しい検討を行う必要がある．

一方で，海洋性地殻からマントルウェッジへの流体の移動経路が異なると，マントルウェッジ内部の不均質構造 (e.g., Zhao et al., 1992; Nakajima et al., 2001; 2009a, c; Tsuji et al., 2008) やスラブ直上の低速度層 (e.g., Iwamori, 1998; Kawakatsu and Watada, 2007) の分布の違いとして観測されることが期待される．特に，スラブ直上の低速度層の形成には蛇紋岩の存在 (Kawakatsu and Watada, 2007) や二面角の大きさ (Kimura and Nakajima, 2014) が関わると考えられており，これらは水の存在とともにスラブ直上の温度にも依存する．つまり，本解析で議論したように北海道東部でスラブ上部境界付近の温度が高い場合には，スラブ直上に蛇紋岩が安定して存在できる領域が小さくなり，また， $\text{forsterite} + \text{H}_2\text{O}$  系の二面角が  $60^\circ$  を下回る場合には粒間に流体が保持されにくくなる．このため，北海道東部下のスラブ直上には，Kawakatsu and Watada (2007) が東北地方下に見出したスラブ直上の低速度層の形成されにくく予想できる．したがって，今後，東北地方下と北海道東部下における太平洋スラブ直上やマントルウェッジ内部の不均質構造を明らかにすることで，海洋性地殻からマントルウェッジへの流体の移動やスラブ直上の温度分布などをより詳しく議論できるようになると期待される．また，東北地方と北海道東部でスラブ上部境界付近の温度が異なる場合，海洋性地殻の極表層では温度の違いが大きく影響すると考えられる．例えば，Igarashi et al. (2001) では，東北地方下の太平洋スラブ最上部付近に正断層型地震の分布が議論されているが，このような地震活動を精査することにより海洋性地殻内部の不均質構造や地震活動，水循環の關係に関する理解がさらに進展するかもしれない．

また，流体や含水鉱物の存在の有無や温度の違いは地震波減衰に大きく影響することが期待される (e.g., Karato, 2003)．このため，今後，より詳細な太平洋スラブやマントルウェッジの地震波減衰構造を推定することにより，東北地方下と北海道東部下に温度構造や流体の分布の解明が期待される．

(a) Eastern Hokkaido



(b) Tohoku

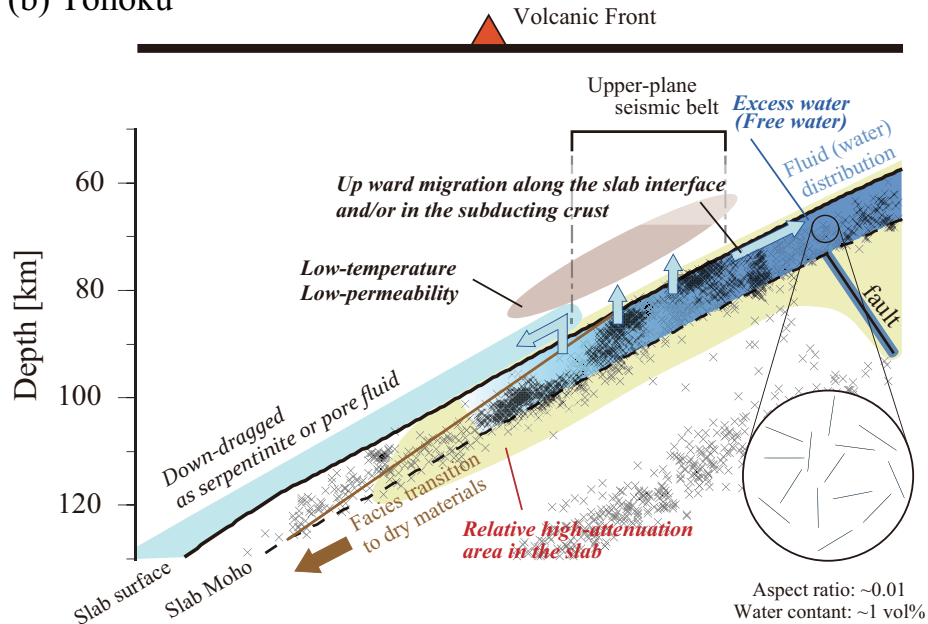


Fig.4.1 海洋性地殻周辺における水循環の概念図．(a) 北海道東部，(b) 東北地方．断面は海溝軸に直行する方向である．

## 第 5 章 結論

本研究では、東北日本の沈み込み帯における水循環やスラブ内地震の発生メカニズムの解明を目的として、東北日本下に沈み込む太平洋スラブの詳細な地震波速度・減衰構造の推定を試みた。具体的には、[1] 東北地方下と北海道東部下における海洋性地殻の地震波速度構造の推定と [2] 東北地方下における太平洋スラブの P 波減衰構造の推定を行った。[1] では、海洋性地殻内部を伝播する後続波（PS 変換波やガイド波）の到達時刻を観測波形記録から読み取り、その時刻データを用いることで、従来よりも詳細な地震波速度分布を推定することができた。[2] では、マントルウェッジ内の波線がほぼ重なるようなスラブ内地震のペアに対してスペクトル比法のを適用することでマントルウェッジ以浅の不均質構造の影響を最小限に抑え、太平洋スラブの詳細な 3 次元地震波減衰構造を推定した。

東北地方で観測される太平洋スラブ内地震の観測波形記録からスラブ上部境界における PS 変換波の到達時刻を読み取り、地震波速度トモグラフィ法により海洋性地殻の P 波速度構造を推定した。これにより、既往の研究では推定が困難であった海洋性地殻の P 波速度構造を深さ 60-150 km の範囲で明らかにした。主な結果は以下の通りである。

1. 前弧域で 6.5-7.5 km/s 程度、背弧側で 7.5-8.5 km/s 程度の P 波速度が推定された。また、火山フロント直下の深さ 100 km 付近で海洋性地殻の P 波速度が急激に増加していることを明らかにした。
2. 深さ約 100 km 以浅の P 波速度は海洋性地殻を構成する含水鉱物から期待される速度よりも最大で 15 % 程度遅い。これは、1 vol% 程度の流体の水が海洋性地殻内に存在することを示唆する。海洋性地殻を構成する含水鉱物の脱水により生じた水が、地殻内にトラップされていると考えられる。
3. P 波の低速度域の分布と地殻内部の活発な地震活動域（上面地震帯）には非常に良い対応が見られる。このことは、脱水脆性化により海洋性地殻で地震活動が活発化していることを強く示唆している。

北海道東部で発生したスラブ内地震を日高山脈西部の観測点で観測すると、顕著な後続波が確認できる。数値シミュレーションを用いて波動場の計算を行ったところ、観測された後続波は海洋性地殻内部を伝播したガイド波であることが明らかになった。次いで、このガイド波の到達時刻を読み取り、その走時データから、北海道東部における海洋性地殻の P 波速度、S 波速度および  $V_p/V_s$  の深さ変化を明らかにした。主な結果は以下の通りである。

1. 日高山脈西部におけるガイド波は、周囲に比べて地震波速度の遅い海洋性地殻に加えて、日高山脈下に地震波低速度域がスラブ直上まで連続的に存在することによって観測される。
2. 深さ 50-100 km 以浅程度における海洋性地殻の地震波速度が、P 波で 6.5-7.5 km/s 程度、S 波で 3.6-4.2 km/s 程度であることを明らかにした。また、 $V_p/V_s$  は 1.80 程度となる。

3. 深さ 80 km 以浅の海洋性地殻における地震波速度は，東北地方と同様に海洋性地殻を構成する含水鉱物から期待される速度よりも遅く， 1 vol% 程度の水が含水鉱物とともに存在することを示唆する．
4. 深さ 80-100 km の P 波速度は北海道東部下で同じ深さの東北地方下の速度に比べて遅い．これは，北海道東部下では東北地方に比べて太平洋スラブ上部境界付近の温度が高いため，地殻内部で流体の供給量やマントルウェッジへの移動量に違いが生じそれが地震波速度の違いとして観測されているのかもしれない．

東北地方下に沈み込む太平洋スラブ内の地震に対してスペクトル比法を適用し，スラブ内地震間の P 波減衰を推定した．さらに，観測された P 波減衰分布をから太平洋スラブの 3 次元 P 波減衰構造を推定した．得られた結果は以下の通りである．

1. 太平洋スラブの平均的な P 波減衰は  $Q_p^{-1} = 0.016 \pm 0.051$  である．
2. 太平洋スラブ上部付近ではスラブ中央部（スラブ表面から 35 km 付近）よりも P 波減衰が大きい．また，スラブ上部において P 波減衰が比較的大きな領域は，太平洋沿岸部から少なくとも上面地震帯程度の深さまで連続的に分布する．
3. 2003 年宮城県沖地震（M 7.1）や 2011 年のスラブ内地震（M 7.1）の震源域周辺部では P 波減衰が周囲に比べて大きいという特徴が明らかになった．
4. 活発な地震活動と減衰が大きな領域が対応するという結果はスラブ内地震の発生域周辺に流体や含水鉱物が存在することを強く示唆する．

本研究で得られた海洋性地殻の速度構造の深さ分布，およびスラブの 3 次元 P 波減衰構造は，太平洋スラブ内の水の分布や地震の発生メカニズムに対して，極めて有益な情報を提供すると考えられる．特に，スペクトル比法を用いたスラブ内の減衰構造の推定は世界で初めての試みであり，他の沈み込み帯における減衰構造推定の一つの解析手法としてその有益性を示したことは本研究の特色である．しかしながら，今後の研究に向けていくつかの課題もある．一つ目は，波線分布の制限から北海道東部における海洋性地殻の面的な速度構造を推定することは困難であったことである．本研究では海洋性地殻のガイド波を用いて解析を行ったが，東北地方と同様にプレート上部境界での PS 変換波を同定し，その到着時刻を用いた解析や本研究でガイド波を解析する際に与えた深さの差に対する条件を緩和するなどして海洋性地殻内部のより詳細な速度構造の推定が可能になると考えられる．二つ目はスラブの減衰解析における負の減衰である．本研究ではその原因をいくつか考察し，その中でも震源スペクトル形状の不確定さが地震波減衰を推定する際に誤差として大きく影響していることを示した．一方で，それ以外にも本研究では考慮されていない，スラブマントルのラミナ状の短波長不均質や海洋性地殻内での多重散乱など，減衰構造の推定に影響を与えるであろういくつかの要因がある．これらの要因を定量的に評価することは現段階では容易ではないが，数値モデルの高度化や S-net による海域での稠密観測によるスラブ内を長く伝播する地震波の収集，計算手法の改良などにより，より精度の高い減衰構造の推定が可能になると考えられる．沈み込み帯のスラブ構造解析の今後の研究の進展に期待したい．

# Appendix A

## 有限差分法

本研究では，有限差分法 (Finite Difference Method: FDM) を用いて数値シミュレーションによるスラブ内地震の波動伝播の検討 (第 2.2 節) を行った．そこで，本補遺では第 2.2 節で適用した有限差分法の概要を記述する．なお，本研究における差分式の導出や微分方程式の離散化は Virieux (1984, 1986) や Moczo (1998) などに参照している．

### 微分方程式の離散化

差分法を用いて地震波動場の計算を行うためには，まず対象となる微分方程式 (本研究では 2 次元波動方程式) や境界条件などを離散化し，差分方程式として書き下さなければならない．そこで，微分方程式を離散化するための差分式を導出する．

連続微分可能な関数  $\Psi(x)$  に対して，微小量  $\pm h$  だけずれた点における値はテイラー展開により以下のように記述することができる．

$$\begin{aligned}\Psi(x+h) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(+h)^n}{n!} \frac{d^n}{dx^n} \Psi(x) \\ &= \Psi(x) + h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + \frac{1}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \cdots, \quad (\text{A.1})\end{aligned}$$

$$\Psi(x-h) = \Psi(x) - h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) - \frac{1}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \cdots. \quad (\text{A.2})$$

ここで，上式はそれぞれ，

$$\begin{aligned}\Psi(x+h) - \Psi(x) &= h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + \frac{1}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \cdots, \\ \Psi(x) - \Psi(x-h) &= h \frac{d}{dx} \Psi(x) - \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + \frac{1}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) - \cdots\end{aligned}$$

と書き換えることができる．したがって，連続微分可能な関数  $\Psi(x)$  の 1 階導関数は

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx} \Psi(x) &= \frac{1}{h} [\Psi(x+h) - \Psi(x)] + O(h) \\ &\approx \frac{1}{h} [\Psi(x+h) - \Psi(x)], \quad (\text{A.3})\end{aligned}$$

あるいは，

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx} \Psi(x) &= \frac{1}{h} [\Psi(x) - \Psi(x-h)] + O(h) \\ &\approx \frac{1}{h} [\Psi(x) - \Psi(x-h)] \quad (\text{A.4})\end{aligned}$$

と近似することができる．1 階導関数を近似するこれらの式は前方差分式 ((A.3) 式)，ま



たは、後方差分式 ( (A.4) 式 ) と呼ばれる．さらに，(A.1) 式と (A.2) 式の差を考えると，

$$\Psi(x+h) - \Psi(x-h) = 2h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{2}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \dots$$

を得る．このため，連続微分可能な関数  $\Psi(x)$  の 1 階導関数は

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \Psi(x) &= \frac{1}{2h} [\Psi(x+h) - \Psi(x-h)] + O(h^2) \\ &\approx \frac{1}{2h} [\Psi(x+h) - \Psi(x-h)] \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

ともあらわすことができる．この 1 階導関数の近似式 ( (A.5) 式 ) は中央差分式と呼ばれる．なお，近似の精度は (A.3) 式と (A.4) 式は 1 次精度，(A.5) 式は 2 次精度となる．

次に，2 次精度の前方差分式と後方差分式を導出する．そのためには，(A.1) 式と (A.2) 式に加えて， $\Psi(x+2h)$  と  $\Psi(x-2h)$  をそれぞれテイラー展開した

$$\Psi(x+2h) = \Psi(x) + 2h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} 4h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + \frac{1}{6} 8h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \dots, \quad (\text{A.6})$$

$$\Psi(x+h) = \Psi(x) + h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + \frac{1}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \dots, \quad (\text{A.1})$$

$$\Psi(x-h) = \Psi(x) - h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) - \frac{1}{6} h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \dots, \quad (\text{A.2})$$

$$\Psi(x-2h) = \Psi(x) - 2h \frac{d}{dx} \Psi(x) + \frac{1}{2} 4h^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) - \frac{1}{6} 8h^3 \frac{d^3}{dx^3} \Psi(x) + \dots \quad (\text{A.7})$$

を考える．2 次精度の前方差分式は，(A.1) 式の 4 倍から (A.6) 式を引き，整理することで， $h^2$  の項が消え，

$$\begin{aligned} 4 \times [\text{eq. A.1}] - [\text{eq. A.6}] &= 4\Psi(x+h) - \Psi(x+2h) \\ &= 3\Psi(x) + 2h \frac{d}{dx} \Psi(x) + O(h^2), \\ \therefore \frac{d}{dx} \Psi(x) &\simeq \frac{1}{2h} [-3\Psi(x) + 4\Psi(x+h) - \Psi(x+2h)], \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

として表すことができる．同様に，(A.2) 式の 4 倍から (A.7) 式を引いたものを整理することで，

$$\begin{aligned} 4 \times [\text{eq. A.2}] - [\text{eq. A.7}] &= 4\Psi(x-h) - \Psi(x-2h) \\ &= 3\Psi(x) - 2h \frac{d}{dx} \Psi(x) + O(h^2), \\ \therefore \frac{d}{dx} \Psi(x) &\simeq \frac{1}{2h} [+3\Psi(x) - 4\Psi(x-h) + \Psi(x-2h)], \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

として 2 次精度の後方差分式を得る．

上記した各差分式は従来型の格子配列 ( 所謂，コンベンショナル格子 ) において微分方程式を離散化するための差分式である．一方で，本研究ではスタッガード格子により時間と空間を離散化する．スタッガード格子に対する差分式を導くためには微小量と  $h/2$  として考えればよく，さらに本研究で使用する 2 次および 4 次精度の中央差分式を得るために，ここでは  $\Psi(x+3h/2)$ ， $\Psi(x+h/2)$ ， $\Psi(x-h/2)$ ， $\Psi(x-3h/2)$  にテイラー展開を

適用する．その結果，各ずれ点における連続微分可能な関数  $\Psi(x)$  は

$$\Psi\left(x + \frac{3}{2}h\right) = \Psi(x) + \frac{3}{2}h \frac{d}{dx}\Psi(x) + \frac{1}{2} \frac{9}{4}h^2 \frac{d^2}{dx^2}\Psi(x) + \frac{1}{6} \frac{27}{8}h^3 \frac{d^3}{dx^3}\Psi(x) + \dots, \quad (\text{A.10})$$

$$\Psi\left(x + \frac{1}{2}h\right) = \Psi(x) + \frac{1}{2}h \frac{d}{dx}\Psi(x) + \frac{1}{2} \frac{1}{4}h^2 \frac{d^2}{dx^2}\Psi(x) + \frac{1}{6} \frac{1}{8}h^3 \frac{d^3}{dx^3}\Psi(x) + \dots, \quad (\text{A.11})$$

$$\Psi\left(x - \frac{1}{2}h\right) = \Psi(x) - \frac{1}{2}h \frac{d}{dx}\Psi(x) + \frac{1}{2} \frac{1}{4}h^2 \frac{d^2}{dx^2}\Psi(x) - \frac{1}{6} \frac{1}{8}h^3 \frac{d^3}{dx^3}\Psi(x) + \dots, \quad (\text{A.12})$$

$$\Psi\left(x - \frac{3}{2}h\right) = \Psi(x) - \frac{3}{2}h \frac{d}{dx}\Psi(x) + \frac{1}{2} \frac{9}{4}h^2 \frac{d^2}{dx^2}\Psi(x) - \frac{1}{6} \frac{27}{8}h^3 \frac{d^3}{dx^3}\Psi(x) + \dots \quad (\text{A.13})$$

とあらわすことができる．このため，スタaggerド格子における 1 次精度の前方差分式 ( (A.14) 式) および後方差分式 ( (A.15) 式) は (A.11) 式と (A.12) 式より，それぞれ

$$\frac{d}{dx}\Psi(x) \approx \frac{2}{h} \left[ \Psi\left(x + \frac{1}{2}h\right) - \Psi(x) \right], \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{d}{dx}\Psi(x) \approx \frac{2}{h} \left[ \Psi(x) - \Psi\left(x - \frac{1}{2}h\right) \right] \quad (\text{A.15})$$

と記述することができる．また，2 次精度の前方差分式 ( (A.16) 式) と後方差分式 ( (A.17) 式) は，(A.11) 式を 9 倍したものから (A.10) 式を引く，あるいは (A.12) 式を 9 倍したものから (A.13) 式を引く，整理することでそれぞれ

$$\begin{aligned} 9 \times [\text{eq.A.11}] - [\text{eq.A.10}] &= 9\Psi\left(x + \frac{1}{2}h\right) - \Psi\left(x + \frac{3}{2}h\right) \\ &= 8\Psi(x) + 3h \frac{d}{dx}\Psi(x) + O(h^2) \\ \therefore \frac{d}{dx}\Psi(x) &\approx \frac{1}{3h} \left[ -8\Psi(x) + 9\Psi\left(x + \frac{1}{2}h\right) - \Psi\left(x + \frac{3}{2}h\right) \right], \quad (\text{A.16}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 9 \times [\text{eq.A.12}] - [\text{eq.A.13}] &= 9\Psi\left(x - \frac{1}{2}h\right) - \Psi\left(x - \frac{3}{2}h\right) \\ &= 8\Psi(x) - 3h \frac{d}{dx}\Psi(x) + O(h^2) \\ \therefore \frac{d}{dx}\Psi(x) &\approx \frac{1}{3h} \left[ +8\Psi(x) - 9\Psi\left(x - \frac{1}{2}h\right) + \Psi\left(x - \frac{3}{2}h\right) \right], \quad (\text{A.17}) \end{aligned}$$

となる．一方で，2 次精度の中央差分式は (A.11) 式と (A.12) 式との差から

$$\frac{d}{dx}\Psi(x) \approx \frac{1}{h} \left[ \Psi\left(x + \frac{1}{2}h\right) - \Psi\left(x - \frac{1}{2}h\right) \right], \quad (\text{A.18})$$

4 次精度の中央差分式は，

$$\begin{aligned}
& \frac{9}{8} \times ([\text{eq.A.11}] - [\text{eq.A.12}]) - \frac{1}{24} \times ([\text{eq.A.10}] - [\text{eq.A.13}]) \\
&= \frac{9}{8} \left[ \Psi \left( x + \frac{1}{2}h \right) - \Psi \left( x - \frac{1}{2}h \right) \right] - \frac{1}{24} \left[ \Psi \left( x + \frac{3}{2}h \right) - \Psi \left( x - \frac{3}{2}h \right) \right] \\
&= h \frac{d}{dx} \Psi(x) + O(h^5) \\
&\therefore \frac{d}{dx} \Psi(x) \approx \frac{1}{h} \left( \frac{9}{8} \left[ \Psi \left( x + \frac{1}{2}h \right) - \Psi \left( x - \frac{1}{2}h \right) \right] \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{24} \left[ \Psi \left( x + \frac{3}{2}h \right) - \Psi \left( x - \frac{3}{2}h \right) \right] \right) \quad (\text{A.19})
\end{aligned}$$

とそれぞれ導くことができる．

## 波動方程式への適用

差分法において地震波伝播に関する計算スキームは，3 次元弾性波，2 次元 P-SV 波，2 次元 SH 波の 3 系統に大別される．さらに各スキームに対して，フックの法則を連続体の運動方程式に代入して直接解を計算する方法とフックの法則と連続体の運動方程式を連立して解を計算する方法が適用可能である．また，変位だけでなく変位速度（粒子速度）を方程式の解（波動場）として扱うこともできる．

本研究では，2 次元 SH 波 (e.g., Virieux, 1984) と 2 次元 P-SV 波 (e.g., Virieux, 1986) それぞれにスタガード格子を適用した速度-応力型の計算スキームを適用することにより，地震波伝播の時間発展を計算した．このため，先に導いた差分式を用いて 2 次元 SH 波および 2 次元 P-SV 波に対する離散式群を導出する．

なお，以下では  $\Delta t$  を計算時間間隔， $\Delta h$  をグリッド間隔（以下，水平方向と鉛直方向でグリッド間隔は同長とする）と定義し， $\alpha$  と  $\beta$  は背景媒質の P 波速度と S 波速度， $\rho$  と  $\lambda$ ， $\mu$  はそれぞれ背景媒質の密度とラメの定数を示す．また， $f_i$  は  $i$  軸方向に働く外力項をあらわす．

### SH 波

速度-応力型の計算スキームにおいてフックの法則と連続体の運動方程式を連立すると，2 次元 SH 波の基礎方程式は以下のように書ける (e.g., Virieux, 1984) ．

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} v_y = \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xy} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{yz} + f_y, \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{xy} = \mu \frac{\partial}{\partial x} v_y, \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{yz} = \mu \frac{\partial}{\partial z} v_y, \quad (\text{A.22})$$

ここで， $v_y$  は  $y$  軸方向の変位速度であり， $\tau_{xy}$  と  $\tau_{yz}$  は応力の各成分をあらわす．なお，以下では外力項  $f_y$  を省略する．

上式中の時間微分と空間微分にそれぞれ 2 次精度の中央差分式（(A.18) 式）を適用し，

整理すると，これらの式は

$$V_{i,j-\frac{1}{2}}^{y,m+\frac{1}{2}} = V_{i,j-\frac{1}{2}}^{y,m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( T_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{xy,m} - T_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{xy,m} + T_{i,j}^{yz,m} - T_{i,j-1}^{yz,m} \right), \quad (\text{A.23})$$

$$T_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{xy,m+1} = T_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{xy,m} + \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( V_{i,j-\frac{1}{2}}^{y,m+\frac{1}{2}} - V_{i-1,j-\frac{1}{2}}^{y,m+\frac{1}{2}} \right), \quad (\text{A.24})$$

$$T_{i,j}^{yz,m+1} = T_{i,j}^{yz,m} + \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( V_{i,j+\frac{1}{2}}^{y,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-\frac{1}{2}}^{y,m+\frac{1}{2}} \right) \quad (\text{A.25})$$

と書き換えることができる．なお，上では  $v_y = V^y$ ， $\tau_{xy} = T^{yx}$ ， $\tau_{yz} = T^{yz}$  と置いた．

## P-SV 波

速度-応力型の計算スキームにおいてフックの法則と連続体の運動方程式を連立すると，2次元 P-SV 波の基礎方程式は以下のように書ける (e.g., Virieux, 1986; Levander, 1988)．

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} v_x = \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xx} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{xz} + f_x, \quad (\text{A.26})$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} v_z = \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xz} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zz} + f_z, \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{xx} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial}{\partial x} v_x + \lambda \frac{\partial}{\partial z} v_z, \quad (\text{A.28})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{zz} = \lambda \frac{\partial}{\partial x} v_x + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial}{\partial z} v_z, \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{xz} = \mu \left( \frac{\partial}{\partial x} v_z + \frac{\partial}{\partial z} v_x \right), \quad (\text{A.30})$$

ここで， $v_x$  と  $v_z$  はそれぞれ  $x$  軸方向と  $z$  軸方向の変位速度であり， $\tau_{xx}$  と  $\tau_{zz}$ ， $\tau_{xz}$  は応力の各成分をあらわす．なお，以下では外力項  $f_x$ ， $f_z$  を省略する．

まず，2次元 P-SV 波の基礎方程式 (A.26) 式-(A.30) 式) 中の時間微分と空間微分にそれぞれ2次精度の中央差分式 (A.18) 式) を適用した場合を考える．このとき，得られる差分式は

$$V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} = V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( T_{i,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} - T_{i-1,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} + T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m} - T_{i-\frac{1}{2},j-1}^{xz,m} \right), \quad (\text{A.31})$$

$$V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} = V_{i,j}^{z,m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( T_{i+\frac{1}{2},j}^{xz,m} - T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m} + T_{i,j+\frac{1}{2}}^{zz,m} - T_{i,j-\frac{1}{2}}^{zz,m} \right), \quad (\text{A.32})$$

$$\begin{aligned} T_{i,j-\frac{1}{2}}^{xx,m+1} &= T_{i,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} \\ &+ \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ (\lambda + 2\mu) \left( V_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) + \lambda \left( V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-1}^{z,m+\frac{1}{2}} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

$$\begin{aligned} T_{i,j-\frac{1}{2}}^{zz,m+1} &= T_{i,j-\frac{1}{2}}^{zz,m} \\ &+ \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ \lambda \left( V_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) + (\lambda + 2\mu) \left( V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-1}^{z,m+\frac{1}{2}} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

$$T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m+1} = T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m} + \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i-1,j}^{z,m+\frac{1}{2}} + V_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) \quad (\text{A.35})$$

となる．なお，上では  $v_x = V^x$ ， $v_z = V^z$ ， $\tau_{xx} = T^{xx}$ ， $\tau_{zz} = T^{zz}$ ， $\tau_{xz} = T^{xz}$  と置いた．

次に、基礎方程式 ( (A.26) 式-(A.30) 式 ) 中の時間微分に 2 次精度の中央差分式 ( (A.18) 式 ), 空間微分には 4 次精度の中央差分式 ( (A.19) 式 ) を適用した場合を考える . このとき、最終的に得られる差分式は、

$$V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} = V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ -\frac{1}{24} \left( T_{i+1,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} - T_{i-2,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} + T_{i-\frac{1}{2},j+1}^{xz,m} - T_{i-\frac{1}{2},j-2}^{xz,m} \right) + \frac{9}{8} \left( T_{i,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} - T_{i-1,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} + T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m} - T_{i-\frac{1}{2},j-1}^{xz,m} \right) \right], \quad (\text{A.36})$$

$$V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} = V_{i,j}^{z,m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ -\frac{1}{24} \left( T_{i+\frac{3}{2},j}^{xz,m} - T_{i-\frac{3}{2},j}^{xz,m} + T_{i,j+\frac{3}{2}}^{zz,m} - T_{i,j-\frac{3}{2}}^{zz,m} \right) + \frac{9}{8} \left( T_{i+\frac{1}{2},j}^{xz,m} - T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m} + T_{i,j+\frac{1}{2}}^{zz,m} - T_{i,j-\frac{1}{2}}^{zz,m} \right) \right], \quad (\text{A.37})$$

$$T_{i,j-\frac{1}{2}}^{xx,m+1} = T_{i,j-\frac{1}{2}}^{xx,m} + \frac{\Delta t}{\Delta h} \{ (\lambda + 2\mu) \times \left[ -\frac{1}{24} \left( V_{i+\frac{3}{2},j}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{3}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) + \frac{9}{8} \left( V_{i+\frac{1}{2},j}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) \right] + \lambda \left[ -\frac{1}{24} \left( V_{i,j+1}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-2}^{z,m+\frac{1}{2}} \right) + \frac{9}{8} \left( V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-1}^{z,m+\frac{1}{2}} \right) \right] \} \quad (\text{A.38})$$

$$T_{i,j-\frac{1}{2}}^{zz,m+1} = T_{i,j-\frac{1}{2}}^{zz,m} + \frac{\Delta t}{\Delta h} \left\{ \lambda \left[ -\frac{1}{24} \left( V_{i+\frac{3}{2},j}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{3}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) + \frac{9}{8} \left( V_{i+\frac{1}{2},j}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) \right] + (\lambda + 2\mu) \left[ -\frac{1}{24} \left( V_{i,j+1}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-2}^{z,m+\frac{1}{2}} \right) + \frac{9}{8} \left( V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-1}^{z,m+\frac{1}{2}} \right) \right] \right\} \quad (\text{A.39})$$

$$T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m+1} = T_{i-\frac{1}{2},j}^{xz,m} + \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ -\frac{1}{24} \left( V_{i+1,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i-2,j}^{z,m+\frac{1}{2}} + V_{i,j+\frac{3}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-\frac{3}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) + \frac{9}{8} \left( V_{i,j}^{z,m+\frac{1}{2}} - V_{i-1,j}^{z,m+\frac{1}{2}} + V_{i,j+\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j-\frac{1}{2}}^{x,m+\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (\text{A.40})$$

となる . 第 2.3 節において、2 次元 P-SV 波の波動伝播を計算するとき、ここで導いた上式群を適用する .

## 計算領域端での境界条件

差分法では有限の大きさの計算領域を設定し、地震波動場の計算を行う . このため、計算領域端では入射する波により人工的な反射波が生じ、結果的に計算精度を低下させる要因となりえる . そこで、本研究では以下に紹介する境界条件を計算領域端に適宜適用することで、領域端での人工的な反射波の抑制、あるいは人工的な反射波が計算結果へ及ぼす影響を可能な限り小さくする .

## 自由表面

本研究の一部では，自由表面を計算領域上端に設定し，計算を行った．自由表面の境界条件（応力境界条件）は，自由表面の法線方向に働く応力がゼロとなるようにすればよい．

本研究の場合，2次元 SH 波の計算スキームではせん断応力  $\tau_{yz}$  が，2次元 P-SV 波の計算スキームでは変位速度  $v_z$  とせん断応力  $\tau_{xz}$  をそれぞれ自由表面に対応する格子点上に配置する．

## SH 波

本研究では 2 次元 SH 波に対して自由表面を適用するために満足すべき条件として以下を与える．

$$\tau_{yz}|_{z_0} = T_{i,j_0}^{yz,m} = 0. \quad (\text{A.41})$$

## P-SV 波

2 次元 P-SV 波において，自由表面ではせん断応力  $\tau_{xz}$  に加えて，変位速度  $v_z$  も応力解放条件を満たす形式である必要がある．したがって，ここでは応力解放条件を明示的に満足する  $v_z$  の差分式を導く．

$v_z$  に対しては  $\tau_{zz}$  が自由表面で常に 0 となればよいので，Levander (1988) に従って，自由表面の外側 ( $j_0 - 1/2$ ) へ仮想的に拡張した格子点を考える．その上で， $\tau_{zz}$  が局所的に奇関数であるとみなす．これにより，

$$\tau_{zz}|_{z_0} = 0$$

は明らかであり，かつ，

$$T_{i,j_0+\frac{1}{2}}^{zz,m} = -T_{i,j_0-\frac{1}{2}}^{zz,m}$$

の関係を導く．上式を 2 次精度中央差分式により離散化した (A.32) 式へ代入すると， $j = j_0$  において

$$V_{i,j_0}^{z,m+\frac{1}{2}} = V_{i,j_0}^{z,m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left( T_{i+\frac{1}{2},j_0}^{xz,m} - T_{i-\frac{1}{2},j_0}^{xz,m} + 2T_{i,j_0+\frac{1}{2}}^{zz,m} \right) \quad (\text{A.42})$$

を得る．この (A.42) 式と

$$T_{i,j_0}^{zz,m} = 0 \quad (\text{A.43})$$

をそれぞれ (A.32) 式と (A.35) 式と置き換えて用いることで，P-SV 波の計算スキームにおいて自由表面を，計算領域上端に適用することができる．なお，4 次精度中央差分式を適用した P-SV 波の計算スキームの場合には，領域端近傍では近似精度を 2 次へ落とすとともに，領域端では (A.42) 式と (A.43) 式を用いることで自由表面を適用する．

## 吸収境界条件

計算領域下端や一部の計算における計算領域左右端には吸収境界条件を適用し，人工的な反射波を抑制を行った．差分法における計算領域端での吸収境界条件は，以下の 3 つの方法に大別される．

1. 減衰領域を設け , 強制的 ( 純数学的 ) に振幅を減衰させる方法 (Cerjan et al., 1985) .
2. 減衰領域の物質パラメータに粘性率を付加し , 物理的に減衰させる方法 (Sochacki et al., 1987) .
3. paraxial 近似を用いることで , 反射波の発生を抑制させる方法 (e.g., Clayton and Engquist, 1977; Reynolds, 1978) .

以下では , 本研究で用いた「1. 減衰領域を設け , 強制的 ( 純数学的 ) に振幅を減衰させる方法」と「3. paraxial 近似を用いることで , 反射波の発生を抑制させる方法」のうち , 3. について記述する .

### paraxial 近似の適用による吸収境界条件

paraxial 近似とは , 解くべき波動方程式を入射波と反射波がそれぞれ満足する 2 つの微分方程式に分離し , このうち入射波 (あるいは反射波) に対応する微分方程式のみを用いて波動方程式の代用とする近似のことで , one-way 波動方程式とも呼ばれる . 領域端での吸収境界としては Clayton and Engquist (1977) により初めて導入され , その後 , さまざまな発展がなされている (e.g., Reynolds, 1978; Emerman and Stephen, 1983) .

本研究では , 吸収境界条件として Clayton and Engquist (1977) で提案された A1 吸収境界条件を採用した . この方法は , 例えば , SH 波の波動方程式を 1 次 paraxial 近似により ,

$$\frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial t} v_y + \frac{\partial}{\partial z} v_y = 0 \quad (\text{A.44})$$

と近似し , この式を離散することで得られる差分式を用いることで領域端での吸収境界を記述する . ここで計算領域として  $0 \leq z \leq z_n$  ( $0 \leq j\Delta h \leq n\Delta h$ ) を考え ,  $j = n$  に吸収境界を課すことを考える . (A.44) 式の時間微分を 1 次精度前方差分式 ( (A.14) 式 ) , 空間微分を 2 次精度後差分式 ( (A.9) 式 ) によりそれぞれ離散化すると

$$V_{i,n}^{y,m+1} = V_{i,n}^{y,m} - \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta h} [3V_{i,n}^{y,m} - 4V_{i,n-1}^{y,m} + V_{i,n-2}^{y,m}] \quad (\text{A.45})$$

として  $j = n$  において解くべき差分式を得る . 一方で ,  $j = 0$  に対しては , (A.44) 式の空間微分を 2 次精度前方差分式 ( (A.8) 式 ) を適用することで

$$V_{i,0}^{y,m+1} = V_{i,0}^{y,m} + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta h} [3V_{i,0}^{y,m} - 4V_{i,1}^{y,m} + V_{i,2}^{y,m}] \quad (\text{A.46})$$

を得る .

したがって , (A.45) 式を領域端  $j = n$  , (A.46) 式を領域端  $j = 0$  へそれぞれ吸収境界条件として適用することで , 両領域端へ垂直入射する SH 波はすべて領域外へと透過したとみなすことができ , 領域内部への人工的な反射波は発生しなくなる . ただし , 実際の領域端への波の入射波は垂直であるとは限らない . このような場合 , これらの吸収境界条件では反射波を完全に除去できないことに注意が必要である .

## 数値的な安定性と数値分散

本研究では、微分方程式中に現れるすべての時間微分に中央差分式 (A.18 式) を適用し、離散化を行った。これにより本研究で導いたすべての差分式では、含まれる次時間ステップ ( $m + 1/2$  または  $m + 1$ ) の物理量は 1 つとなり、結果これを未知数として解くように記述されている。これは次時間ステップにおける各格子点上の物理量がお互いに独立して計算できることを意味しており、このような形式を陽解法 (explicit method) と呼ぶ。これに対する形式として陰解法 (implicit method) があり、従来型の格子配列に対して、時間微分を前方差分式 (e.g., (A.3) 式) により離散化した場合に導かれる差分式などがこの形式に分類される。陰解法では複数の未知数が表れるため場の時間発展を計算するためにそれぞれの差分式を連立して解く必要がある (つまり、各時間ステップごとに逆問題をとり、各格子点上の解を同時に求める必要がある)。

先に述べたように、陽解法は次時間ステップの物理量を、各格子点において独立して求めることができるため、計算コストが小さく、計算の大規模化が容易などの利点が存在する。その一方で、安定して解を計算するためには、CFL 条件 (あるいはクーラン条件) に代表される安定条件を満足するように各パラメータを設定する必要がある。なお、ここで「安定」とは誤差が成長することなく解が計算できることを意味し、解が振動する、あるいは発散した場合などを「不安定」と定義する。

各差分スキームに対する数値的な安定性は von Neumann 法、摂動法 (discrete perturbation method) などにより確かめることができる (Moczo, 1998)。本研究ではその一例として、von Neumann 法による P-SV 波に対する計算スキームの安定条件解析の結果を Moczo (1998) に従って示す。

### 安定条件解析

ここでは平面波の伝播を考え、その誤差の時間発展を以下のように定義する。

$$\varepsilon(V^x) = A \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z), \quad (\text{A.47})$$

$$\varepsilon(V^z) = B \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z), \quad (\text{A.48})$$

$$\varepsilon(T^{xx}) = C \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z), \quad (\text{A.49})$$

$$\varepsilon(T^{zz}) = D \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z), \quad (\text{A.50})$$

$$\varepsilon(T^{xz}) = E \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z) \quad (\text{A.51})$$

ここで、 $t = m\Delta t$ ,  $x = n\Delta h$ ,  $z = l\Delta h$ ,  $k_x = k \cos \theta$ ,  $k_z = k \sin \theta$  と定義し、 $k$  は波数、 $\theta$  は  $x$  軸に対する平面波の入射角である。また、 $i$  は虚数を意味する。

まず、P-SV 波の基礎方程式に時間と空間共に 2 次精度の中央差分式を適用した場合の安定性を考える。例えば、(A.26) 式左辺の時間微分項を 2 次精度の中央差分式で離散化



し, (A.47) 式を与えると,

$$\begin{aligned}\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} v_x &= \frac{1}{\rho} \frac{1}{\Delta t} \left( V_{i,j}^{x,m+\frac{1}{2}} - V_{i,j}^{x,m-\frac{1}{2}} \right) \\ &= \frac{A}{\rho \Delta t} \left[ \exp \left( -i \frac{\omega \Delta t}{2} \right) - \exp \left( +i \frac{\omega \Delta t}{2} \right) \right] \\ &= -2i \frac{A}{\rho \Delta t} \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right)\end{aligned}$$

となる．したがって, 時間と空間ともに 2 次精度の中央差分式に従って離散化した P-SV 波の基礎方程式に, 誤差 (A.47) 式-(A.50) 式) を代入し, 整理すると,

$$-A \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ C \sin \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + E \sin \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right], \quad (\text{A.52})$$

$$-B \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ E \sin \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + D \sin \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right], \quad (\text{A.53})$$

$$-C \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) = \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ (\lambda + 2\mu) A \sin \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + \lambda B \sin \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right], \quad (\text{A.54})$$

$$-D \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) = \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ \lambda A \sin \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + (\lambda + 2\mu) B \sin \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right], \quad (\text{A.55})$$

$$-E \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) = \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} \left[ B \sin \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + A \sin \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right] \quad (\text{A.56})$$

となる．ここで,  $S = \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right)$ ,  $X = \sin \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right)$ ,  $Z = \sin \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right)$  と定義し, (A.52) 式と (A.53) 式に  $S$  を, (A.54) 式に  $X$  を, (A.55) 式に  $Z$  を, (A.56) 式には  $X$  と  $Z$  をそれぞれ乗じると,

$$-AS^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} [CSX + ESZ], \quad (\text{A.57})$$

$$-BS^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta h} [ESX + DSZ], \quad (\text{A.58})$$

$$-CSX = \frac{\Delta t}{\Delta h} [(\lambda + 2\mu)AX^2 + \lambda BXZ],$$

$$-DSZ = \frac{\Delta t}{\Delta h} [\lambda AXZ + (\lambda + 2\mu)BZ^2],$$

$$-ESX = \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} [BX^2 + AXZ],$$

$$-ESZ = \mu \frac{\Delta t}{\Delta h} [BXZ + AZ^2]$$

を得る．これらを (A.57) 式と (A.58) 式について解くことで,

$$AS^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t^2}{\Delta h^2} [(\lambda + 2\mu)AX^2 + \mu AZ^2 + (\lambda + \mu)BXZ],$$

$$BS^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t^2}{\Delta h^2} [(\lambda + 2\mu)BZ^2 + \mu BX^2 + (\lambda + \mu)AXZ]$$

となり, 最終的に

$$\left[ S^2 - \alpha^2 \frac{\Delta t^2}{\Delta h^2} (X^2 + Z^2) \right] \left[ S^2 - \beta^2 \frac{\Delta t^2}{\Delta h^2} (X^2 + Z^2) \right] = 0 \quad (\text{A.59})$$

の関係式を得る．ここで  $\alpha \left( = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \right)$  は P 波速度， $\beta \left( = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \right)$  は S 波速度である．それぞれの地震波速度を  $c$  ( $= \alpha$  or  $\beta$ ) とおくと，P 波あるいは S 波として伝播する波群の誤差は

$$\sin^2 \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) = c^2 \frac{\Delta t^2}{\Delta h^2} \left[ \sin^2 \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + \sin^2 \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right] \quad (\text{A.60})$$

と書くことができる． $\omega$  が実数であるとき，上式左辺は

$$\sin^2 \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) \leq 1$$

となるはずであり，従って (A.60) 式右辺は

$$c^2 \frac{\Delta t^2}{\Delta h^2} \left[ \sin^2 \left( \frac{k_x \Delta h}{2} \right) + \sin^2 \left( \frac{k_z \Delta h}{2} \right) \right] \leq 1 \quad (\text{A.61})$$

を満足しなければならず，これを満たさないとき，誤差 ((A.47) 式-(A.51) 式) は計算の時間発展に伴い成長し，計算そのものが破綻してしまう場合もある．

$\sin^2 \theta$  の最大値が 1 であることを考えると，(A.61) 式を常に満足するためには，

$$c \frac{\Delta t}{\Delta h} \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.62})$$

が必要となる．この (A.62) 式がスタッガード格子に対して，時間と空間をそれぞれ 2 次精度の中央差分式により離散化した場合の安定条件である．つまり，安定条件下で FDM により地震波の伝播を計算するためには，この関係式 ((A.62) 式) に従って計算時間間隔  $\Delta t$  と格子間隔  $\Delta h$  を設定すればよい．なお，P-SV 波スキームの場合には P 波速度  $\alpha$ ，SV 波スキームの場合には S 波速度  $\beta$  をそれぞれ  $c$  に代入すればよい．また，空間を離散化する際に 4 時精度中央差分式を適用した場合，安定条件は

$$c \frac{\Delta t}{\Delta h} \leq \frac{6}{7\sqrt{2}} \quad (\text{A.63})$$

である．

## 数値分散

差分法では時間と空間を離散化し，物理量の時間発展を計算する．今，計算時間間隔  $\Delta t$  と格子間隔  $\Delta h$  が十分に小さいと仮定すると，スタッガード格子を適用した場合，以下の近似が成立する．

$$\begin{aligned} \sin \frac{\omega \Delta t}{2} &\approx \frac{\omega \Delta t}{2}, \\ \sin \frac{\omega \Delta h}{2} &\approx \frac{\omega \Delta h}{2}. \end{aligned} \quad (\text{A.64})$$

上近似を

$$\sin \frac{\omega \Delta t}{2} = c \frac{\Delta t}{\Delta h} \sin \frac{k \Delta h}{2} \quad (\text{A.65})$$

に代入すると

$$\frac{\omega}{k} = c_0 \quad (\text{A.66})$$

を得る．なお，(A.65) 式は空間 1 次元を考えた場合の (A.60) 式に対応する．

この関係は，(A.65) 式に対して  $\Delta t$  と  $\Delta h$  が十分に小さいとき，数値計算上で伝播する波群の位相速度が媒質の速度  $c_0$  (P 波または S 波速度) に一致することを意味している．その一方で，実際の数値計算上では  $\Delta t$  および  $\Delta h$  として有限の値を使用する．したがって，信頼できる解を得るためには数値計算上での波群の伝播速度と媒質の速度が一致するような条件を考える必要がある．このような条件を  $\Delta h$  の大きさの上限として考えると，計算の対象とする波数  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  ( $\lambda$  は波長) を使って 1 次元の波動伝播に対する安定条件

$$c \frac{\Delta t}{\Delta h} \leq 1$$

を書きなおすと，差分計算上での波群の位相速度  $c^{\text{grid}}$  と群速度  $v^{\text{grid}}$  は以下のように表すことができる．

$$c^{\text{grid}} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta h}{\Delta t} \sin^{-1} \left( c_0 \frac{\Delta t}{\Delta h} \sin \frac{\pi \Delta h}{\lambda} \right), \quad (\text{A.67})$$

$$v^{\text{grid}} = \frac{\partial}{\partial k} \omega = \frac{c_0 \cos \frac{\pi \Delta h}{\lambda}}{\sqrt{1 - \left( c_0 \frac{\Delta t}{\Delta h} \sin \frac{\pi \Delta h}{\lambda} \right)^2}}. \quad (\text{A.68})$$

このずれ，つまり見かけ上の位相速度や群速度の遅延を数値分散と呼ぶ．均質かつ  $c_0$  の位相速度を持つ媒質を仮定すると，数値計算上で与えた  $q = \frac{\Delta h}{\lambda}$  と  $p_0 = c_0 \frac{\Delta t}{\Delta h}$  に対する  $c^{\text{grid}}$  と  $v^{\text{grid}}$  の依存性は Fig. A.1 のようになる．Fig. A.1 から明らかなように  $c^{\text{grid}}$ ， $v^{\text{grid}}$  は  $q$  と  $p_0$  に依存し，媒質の位相速度  $c_0$  より小さくなる．

差分法を適用した多くの数値計算では，注目する波群のうち最も短い波長  $\lambda_{\min}$ ，あるいは注目する周波数帯域  $f_{ac}$  と計算領域中での伝播速度の最小値  $v_{\min}$  に対して，

$$\Delta h < \frac{\lambda_{\min}}{10} \quad \text{or} \quad \Delta h < \frac{1}{10} \frac{f_{ac}}{v_{\min}} \quad (\text{A.69})$$

となるように格子間隔  $\Delta h$  を与える．Fig. A.1 からわかるように，条件式 (A.69)，あるいは  $q < 0.1$  を満足するとき  $c^{\text{grid}}$  と  $v^{\text{grid}}$  を媒質の位相速度  $c_0$  とほぼ等しいとみなすことができる．逆に言えば，(A.69) 式は注目する端数や周波数に対して，十分な計算精度を保障するために満足すべき条件を与えていることになる．

なお，これまでは計算領域中の空間を 2 次精度の中央差分式で離散化した場合に生じる人工的な数値分散を議論した．空間の離散化に 4 次精度の中央差分式を適用した場合に (A.69) 式に対応する条件は

$$\Delta h < \frac{1}{5} \lambda_{\min} = \frac{1}{5} \frac{f_{ac}}{v_{\min}} \quad (\text{A.70})$$

となることが知られており (e.g., Moczo, 1998)，本研究でも適宜 (A.69) 式や (A.70) 式を考慮して数値実験のパラメータを設定した．

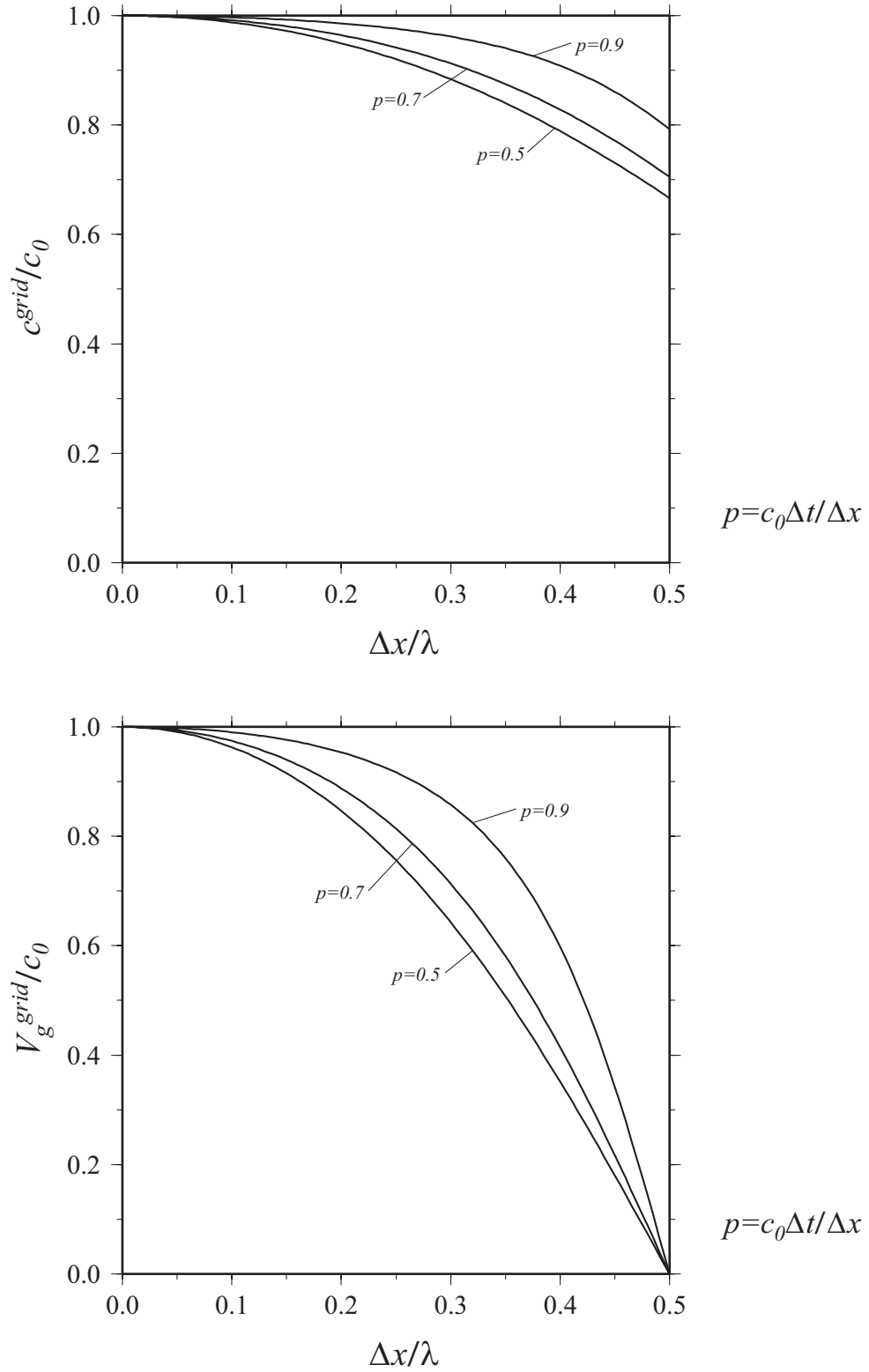


Fig.A.1 FDM における数値分散曲線 (Moczo, 1998) に加筆修正．上段が位相速度，下段が群速度に対する数値分散を表す．

## 参考文献

- Abers, G.A. (2005), Seismic low-velocity layer at the top of subducting slabs: observations, predictions, and systematics, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **149**, 7-29, doi:10.1016/j.pepi.2004.10.002.
- Abers, G.A., J. Nakajima, P.E. van Keken, S. Kita and B.R. Hacker (2013), Thermal-petrological controls on the location of earthquakes within subducting plates, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **369-370**, 178-187, doi:10.1016/j.epsl.2013.03.022.
- Aki, K. (1980), Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **21**, 50-60.
- Aki, K., and B. Chouet (1975), Origin of coda waves: Source, attenuation, and scattering effects, *J. Geophys. Res.*, **80**, 3322-3342, doi:10.1029/JB080i023p03322.
- Audet, P., M.G. Bostock, N.I. Christensen, and S.M. Peacock (2009), Seismic evidence for overpressured subducted oceanic crust and megathrust fault sealing, *Nature*, **457**, 76-78, doi:10.1038/nature07650.
- Audet, P., and R. Burgmann (2014), Possible control of subduction zone slow-earthquake periodicity by silica enrichment, *Nature*, **510**, 389-392, doi:doi:10.1038/nature13391.
- Bezacier, L., B. Reynard, J.D. Bass, J. Wang, and D. Mainprice (2010), Elasticity of glaucophane, seismic velocities and anisotropy of the subducted oceanic crust, *Tectonophysics*, **494**, 201-210, doi:10.1016/j.tecto.2010.09.011.
- Boatwright, J. (1978), Detailed spectral analysis of two small New York State earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 1117-1131.
- Brudzinski, R.B., C.H. Thurber, B.R. Hacker, E.R. Engdahl (2007), Global Prevalence of Double Benioff Zones, *Science*, **316**, 1472-1474, doi:10.1126/science.1139204.
- Cerjan, C., D. Kosloff, R. Kosloff and M. Reshef (1985), A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations, *Geophysics*, **50**, 705-708.
- Chen, K.H., B.L.N. Kennett, and T. Furumura (2013), High-frequency waves guided by the subducted plates underneath Taiwan and their association with seismic intensity anomalies, *J. Geophys. Res.*, **118**, 665-680, doi:10.1002/jgrb.50071.
- Christensen, N. I. (1984), Pore pressure and oceanic crustal seismic structure, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **79**, 411-423.
- Clayton, R.W., and B. Engquist (1977), Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 1529- 1540.
- Dominguez L.A., and P.M. Davis (2013), Seismic attenuation in the Middle America region and the frequency dependence of intrinsic  $Q$ , *J. Geophys. Res.*, **118**,

- 2164-2175, doi:10.1002/jgrb.50163.
- Eberhart-Phillips, D., M. Chadwick, and S. Bannister (2008), Three-dimensional attenuation structure of central and southern South Island, New Zealand, from local earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **113**, B05308, doi:10.1029/2007JB005359.
- Eberhart-Phillips D., C. Thurber, and J.B. Fletcher (2014), Imaging P and S Attenuation in the Sacramento-San Joaquin Delta Region, Northern California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **104**, 2322-2336, doi:10.1785/0120130336.
- Emerman, S.H. and R.A. Stephen (1983), Comment on " Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, " by R. Clayton and B. Engquist, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 661-665.
- Eshelby, J.D. (1957), The determinatin of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems, *Proc. R. Soc. A.*, **241**, 376-396.
- Faccenda, M. (2014), Water in the slab: A trilogy, *Tectonophysics*, **614**, 1-30.
- Faccenda, M., L. Burlini, T.V. Gerya, and D. Mainprice (2008), Fault-induced seismic anisotropy by hydration in subducting oceanic plates, *Nature*, **455**, 1097-1100, doi:10.1038/nature07376.
- Faccenda, M., T.V. Gerya, and L. Burlini (2009), Deep slab hydration induced by bending-related variations in tectonic pressure, *Nature Geoscience*, **2**, 790-793, doi:10.1038/ngeo656.
- Faul, U.H., J.D. Fitz Gerald, and I. Jackson (2004), Shear-wave attenuation and dispersion in melt-bearing olivine polycrystals: 2. Microstructural interpretation and seismological implications, *J. Geophys. Res.*, **109**, B06202 doi:10.1029/2003JB002407.
- Fujie, G., S. Kodaira, M. Yamashita, T. Sato, T. Takahashi, and N. Takahashi (2013), Systematic changes in the incoming plate structure at the Kuril trench, *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 88-93, doi:10.1029/2012GL054340.
- Fujimoto, Y., Y. Kono, T. Hirajima, K. Kanagawa, M. Ishikawa, and M. Arima (2010), P-wave velocity and anisotropy of lawsonite and epidote blueschists: Constraints on water transportation along subducting oceanic crust, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **183**, 219-228, doi:10.1016/j.pepi.2010.09.003.
- Fukao, Y., S. Hori, and M. Ukawa (1983), A seismological constraint on the depth of basalt-eclogite transition in a subducting oceanic crust, *Nature*, **303**, 413-415.
- Furumura, T., and Kennett, B.L.N. (2005), Subduction zone guided waves and the heterogeneity structure of the subducted plate: intensity anomalies in northern Japan, *J. Geophys. Res.*, **110**, B10302, doi:10.1029/2004JB003486.
- 古村孝志, 森谷武男 (1990), 日高山脈とその周辺の 3 次元 Q 構造, *地震* **2**, **43**, 121-132.
- Gamage, S.S.N., N. Umino, A. Hasegawa, and S.H. Kirby (2009), Offshore double-planed shallow seismic zone in the NE Japan forearc region revealed by sP depth recorded by regional networks, *Geophys. J. Int.*, **78**, 195-214, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04048.x.
- Gaherty, J.B., T.H. Jordan, and L.S. Gee (1996), Seismic structure of the upper

- mantle in a central Pacific corridor, *J. Geophys. Res.*, **101**, 22,291-22,309.
- Hacker, B.R., G.A. Abers, and S.M. Peacock (2003), Subduction factory - 1. Theoretical mineralogy, densities, seismic wave speeds, and H<sub>2</sub>O contents, *J. Geophys. Res.*, **108**, doi:10.1029/2001JB001127.
- 羽田周平 (2012), 東北地方の三次元地震波減衰構造, 東北大学修士論文.
- Hasen, R.T.J., M.G. Bostock, and N.I. Christensen (2012), Nature of the low velocity zone in Cascadia from receiver function waveform inversion, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **337-338**, 25-38, doi:10.1016/j.epsl.2012.05.031.
- Hasegawa, A. and J. Nakajima (2004), Geophysical constraints on slab subduction and arc magmatism, in *The State of the Planet: Frontiers and Challenges in Geophysics, Geophysical Monograph*, **150**, 81-93.
- Hasegawa, A., N. Umino, and A. Takagi (1978), Double-planed structure of the deep seismic zone in the northeastern Japan arc, *Tectonophysics*, **47**, 43-58, doi:10.1016/0040-1951(78)90150-6.
- Hasegawa, A., J. Nakajima, S. Kita, T. Okada, T. Matsuzawa, and S. Kirby (2007), Anomalous deepening of a belt of intraslab earthquakes in the Pacific slab crust under Kanto, central Japan: Possible anomalous thermal shielding, dehydration reactions, and seismicity caused by shallower cold slab material, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L09305, doi:10.1029/2007GL029616.
- Hasemi, A. and S. Horiuchi (2010), Seismic reflector alignment along the volcanic front in northeastern Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, **115**, B07307, doi:10.1029/2009JB006653.
- Hiyoshi, T. and S. Yoshioka (1997), An attempt to detect reflected waves from the lower boundary of a descending slab, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **104**, 331-344.
- Hori, S., H. Inoue, Y. Fukao, and M. Ukawa (1985), Seismic detection of the untransformed 'basaltic' oceanic crust subducting into the mantle, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **83**, 169-197.
- Hori, S. (1990), Seismic waves guided by untransformed oceanic crust subducting into the mantle: the case of the Kanto district, central Japan, *Tectonophysics*, **176**, 355-376.
- Hoshiba, M. (1993), Separation of scattering attenuation and intrinsic absorption in Japan using the multiple lapse time window analysis of full seismogram envelope, *J. Geophys. Res.*, **98**, 15809-15824, doi:10.1029/93JB00347.
- Huang, Z., D. Zhao, and L. Wang (2011), Frequency-dependent shear-wave splitting and multilayer anisotropy in northeast Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L08302, doi:10.1029/2011GL046804.
- Ide, S., G.C. Beroza, S.G. Prejean, and W.L. Ellsworth (2003), Apparent break in earthquake scaling due to path and site effects on deep borehole recordings, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2271, doi:10.1029/2001JB001617.
- Igarashi, T., T. Matsuzawa, N. Umino, and A. Hasegawa (2001), Spatial distribution of focal mechanisms for interplate and intraplate earthquakes associated with the

- subducting Pacific plate beneath the northeastern Japan arc: A triple-planed deep seismic zone, *J. Geophys. Res.*, **106**, 2177-2191, doi:10.1029/2000JB900386.
- Ito, A., G. Fujie, S. Miura, S. Kodaira, Y. Kaneda, and R. Hino (2005), Bending of the subducting oceanic plate and its implication for rupture propagation of large interplate earthquakes off Miyagi, Japan, in the Japan Trench subduction zone, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L05310, doi:10.1029/2004GL022307.
- Iwamori, H. (1998), Transportation of H<sub>2</sub>O and melting in subduction zones, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **160**, 65-80, doi:10.1016/S0012-821X(98)00080-6.
- Iwamori, H. (2007), Transportation of H<sub>2</sub>O beneath the Japan arcs and its implications for global water circulation, *Chemical Geology*, **239**, 182-198.
- Iwasaki, T., K. Adachi, T. Moriya, H. Miyamachi, T. Matsushima, K. Miyashita, T. Takeda, T. Taira, T. Yamada, and K. Ohtake (2004), Upper and middle crustal deformation of an arc-arc collision across Hokkaido, Japan, inferred from seismic refraction/wide-angle reflection experiments, *Tectonophysics*, **388**, 59-73.
- Jackson, I., M.S. Paterson, and J.D. Fitz Gerald (1992), Seismic wave dispersion and attenuation in Aheim dunite: An experimental study, *Geophys. J. Int.*, **108**, 517-534.
- Jackson, I., J.D. Fitz Gerald, U.H. Faul, and B.H. Tan (2002), Grain-size-sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine, *J. Geophys. Res.*, **107**, 2360, doi: 10.1029/2001JB001225.
- Kanamori, H. (1977), The energy release in great earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2981-2987.
- Karato, S. (2003), Mapping water content in upper mantle, *Geophysical Monograph*, **138**, 135-152.
- Karato, S. (2010), Deformation of Earth Materials: An Introduction to the Rheology of Solid Earth, Cambridge Univ. Pr.
- Katayama, I., T. Terada, K. Okazaki, and W. Tanikawa (2012), Episodic tremor and slow slip potentially linked to permeability contrasts at the Moho, *Nature Geoscience*, **5**, 731-734, doi:10.1038/NGEO1559.
- Katsumata, A. (2010), Depth of the Moho discontinuity beneath the Japanese islands estimated by traveltime analysis, *J. Geophys. Res.*, **115**, B04303, doi:10.1029/2008JB005864.
- Kato, A., T. Iidaka, R. Ikuta and Y. Yoshida (2010), Variations of fluid pressure within the subducting oceanic crust and slow earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L14310, doi:10.1029/2010GL043723.
- Kawakatsu, H., and S. Watada (2007), Seismic evidence for deep-water transportation in the mantle, *Science*, **316**, 1468-1471, doi:10.1126/science.1140855.
- Kawakatsu, H., P. Kumar, Y. Takei, M. Shinohara, T. Kanazawa, E. Araki, and K. Suyehiro (2009), Seismic evidence for sharp lithosphere-asthenosphere boundaries of oceanic plates, *Science*, **324**, 499-502, doi:10.1126/science.1169499.
- Kim, D., I. Katayama, K. Michibayashi, and T. Tsujimori (2013), Deformation fabrics



- of natural blueschists and implications for seismic anisotropy in subducting crust, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **222**, 8-21, doi:10.1016/j.pepi.2013.06.011.
- Kimura, J.-I., and J. Nakajima (2014), Behaviour of subducted water and its role in magma genesis in the NE Japan arc: A combined geophysical and geochemical approach, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **143**, 165-188, doi:10.1016/j.gca.2014.04.019.
- 木内亮太, Jim Mori (2015), 震源スペクトルにおける高周波帯域でのべき乗指数, 日本地震学会 2015 年秋季大会予稿集.
- Kirby, S., E.R. Engdahl, and R. Denlinger (1996), Intermediate-depth intraslab earthquakes and arc volcanism as physical expressions of crustal and uppermost mantle metamorphism in subducting slabs, *Geophysical Monograph*, **96**, 195-214.
- Kita, S., T. Okada, J. Nakajima, T. Matsuzawa, and A. Hasegawa (2006), Existence of a seismic belt in the upper plane of the double seismic zone extending in the along-arc direction at depths of 70-100 km beneath NE Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L24310, doi:10.1029/2006GL028239.
- Kita, S., T. Okada, A. Hasegawa, J. Nakajima, and T. Matsuzawa (2010a), Anomalous deepening of aseismic belt in the upper-plane of the double seismic zone in the Pacific slab beneath the Hokkaido corner: possible evidence for thermal shielding caused by subducted forearc crust materials, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **290**, 415-426, doi:10.1016/j.epsl.2009.12.038.
- Kita, S., T. Okada, A. Hasegawa, J. Nakajima, and T. Matsuzawa (2010b), Existence of interplate earthquakes and neutral stress boundary between the upper and lower planes of the double seismic zone beneath Tohoku and Hokkaido, northeastern Japan, *Tectonophysics*, **496**, 68-82. doi:10.1016/j.tecto.2010.10.010.
- Kita S., A. Hasegawa, J. Nakajima, T. Okada, T. Matsuzawa, and K. Katsumata (2012), High-resolution seismic velocity structure beneath the Hokkaido corner, northern Japan: Arc-arc collision and origins of the 1970 M 6.7 Hidaka and 1982 M 7.1 Urakawa-oki earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **117**, B12301, doi:10.1029/2012JB009356.
- Kita, S., J. Nakajima, A. Hasegawa, T. Okada, K. Katsumata, Y. Asano, and T. Kimura (2014), Detailed seismic attenuation structure beneath Hokkaido, northeastern Japan: Arc-arc collision process, arc magmatism, and seismotectonics, *J. Geophys. Res.*, **119**, 6486-6511, doi:10.1002/2014JB011099.
- Kita, S., and K. Katsumata (2015), Stress drops for intermediate-depth intraslab earthquakes beneath Hokkaido, northern Japan: Differences between the subducting oceanic crust and mantle events, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **16**, 552-562, doi:10.1002/2014GC005603.
- Ko, Y.T., B.Y. Kuo, and S.H. Hung (2012), Robust determination of earthquake source parameters and mantle attenuation, *J. Geophys. Res.*, **117**, B04304, doi:10.1029/2011JB008759.
- Levander, A.R. (1988), Fourth-order finite-difference P-SV seismograms, *Geophysics*,

**53**, 1425-1436.

- Liu, X., and D. Zhao (2015), Seismic attenuation tomography of the Southwest Japan arc: new insight into subduction dynamics, *Geophys. J. Int.*, **201**, 135-156, doi:10.1093/gji/ggv007.
- Liu, X., D. Zhao, and S. Li (2014), Seismic attenuation tomography of the Northeast Japan arc: Insight into the 2011 Tohoku earthquake (Mw 9.0) and subduction dynamics, *J. Geophys. Res.*, **119**, 1094-1118, doi:10.1002/2013JB010591.
- Lou, M., J. A. Rial, and P. E. Malin (1997), Modeling fault-zone guided waves of microearthquakes in a geothermal reservoir, *Geophysics*, **62**, 1278-1284.
- Malagnini, L., L. Scognamiglio, A. Mercuri, A. Akinci, and K. Mayeda (2008), Strong evidence for non-similar earthquake source scaling in central Italy, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L17303, doi:10.1029/2008GL034310.
- Martin, S., and A. Rietbrock (2006), Guided waves at subduction zones: dependencies on slab geometry, receiver locations and earthquakes sources, *Geophys. J. Int.*, **167**, 693-704, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.02963.x.
- Martin, S., A. Rietbrock, C. Haberland and G. Asch (2003), Guided waves propagating in subducted oceanic crust, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2536, doi:10.1029/2003JB002450.
- Masalu, D.C., K. Tamaki, and W.W. Sager (1997), Paleomagnetism of the Joban Seamount Chain: Its origin and tectonic implications for the Pacific plate, *J. Geophys. Res.*, **102**, 5145-5155.
- Matsumoto, S., K. Uehira, A. Watanabe, K. Goto, Y. Iio, N. Hirata, T. Okada, H. Takahashi, H. Shimizu, M. Shinohara and T. Kanazawa (2009), High resolution  $Q^{-1}$  estimation based on extension of coda normalization method and its application to P-wave attenuation structure in the aftershock area of the 2005 West Off Fukuoka Prefecture Earthquake (M 7.0), *Geophys. J. Int.*, **179**, 1039-1054, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04313.x.
- Matsuzawa, T., N. Umino, A. Hasegawa, and A. Takagi (1986), Upper mantle velocity structure estimated from  $Ps$ -converted wave beneath the northeastern Japan Arc, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **86**, 767-787, doi:10.1111/j.1365-246X.1986.tb00659.x.
- Matsuzawa, T., A. Hasegawa, and A. Takagi (1989),  $Q_p$  structure beneath the northeastern Japan arc estimated from twofold spectral ratio method, *Tohoku Geophys. J.*, **32**, 21-33.
- Matsuzawa, T., T. Kono, A. Hasegawa, and A. Takagi (1990), Subducting plate boundary beneath the northeastern Japan arc estimated from  $SP$  converted waves, *Tectonophysics*, **181**, 123-133.
- 松澤孝紀, 武尾実, 井出哲, 飯尾能久, 伊藤久男, 今西和俊, 堀内茂木 (2003), 長野県西部地域における二重スペクトル比による S 波減衰の推定, *地震* **2**, **56**, 75-88.
- Mayeda, K., L. Malagnini, and W.R. Walter (2007), A new spectral ratio method using narrow band coda envelopes: Evidence for non-self-similarity in the Hector

- Mine sequence, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L11303, doi:10.1029/2007GL030041.
- McCarthy, C., and Y. Takei (2011), Anelasticity and viscosity of partially molten rock analogue: Toward seismic detection of small quantities of melt, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L18306, doi:10.1029/2011GL048776.
- McGary, R.S., R.L. Evans, P.E. Wannamaker, J. Elsenbeck, and S. Rondenay (2014), Pathway from subducting slab to surface for melt and fluids beneath Mount Rainier, *Nature*, **511**, 338-340, doi:10.1038/nature13493.
- Mibe K., T. Fujii, and A. Yasuda (1999), Control of the location of the volcanic front in island arcs by aqueous fluid connectivity in the mantle wedge, *Nature*, **401**, 259-262.
- Mishra, O.P., and D. Zhao (2003), Crack density, saturation rate and porosity at the 2001 Bhuj, India, earthquake hypocenter: A fluid driven earthquake?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **212**, 393-405, doi: 10.1016/S0012-821X(03)00285-1.
- Mishra, O.P., and D. Zhao (2004), Seismic evidence for dehydration embrittlement of the subducting Pacific slab, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L09610, doi:10.1029/2004GL019489.
- Miura, S., N. Takahashi, A. Nakanishi, T. Tsuru, S. Kodaira, and Y. Kaneda (2005), Structural characteristics off Miyagi forearc region, the Japan Trench seismogenic zone, deduced from a wide-angle reflection and refraction study, *Tectonophysics*, **407**, 165-188, doi:10.1016/j.tecto.2005.08.001.
- Miyoshi, T., T. Saito, and K. Shiomi (2012), Waveguide effects within the Philippine Sea slab beneath southwest Japan inferred from guided *SP* converted waves, *Geophys. J. Int.*, **189**, 1075-1084, doi:10.1111/j.1365-246X.2012.05409.x.
- Moczo, P. (1998), Introduction to Modeling Seismic Wave Propagation by the Finite-Difference Method, Lecture Notes, Kyoto University.
- Nakajima, J., and A. Hasegawa (2004), Shear-wave polarization anisotropy and subduction-induced flow in the mantle wedge of northeastern Japan, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **225**, 365-377, doi:10.1016/j.epsl.2004.06.011.
- Nakajima, J., T. Matsuzawa, A. Hasegawa, and D. Zhao (2001), Three-dimensional structure of  $V_p$ ,  $V_s$ , and  $V_p/V_s$  beneath northeastern Japan: Implications for arc magmatism and fluids, *J. Geophys. Res.*, **106**, 21843-21857, doi:10.1029/2000JB000008.
- Nakajima, J., Y. Tsuji, A. Hasegawa, S. Saeko, T. Okada, and T. Matsuzawa (2009a), Tomographic imaging of hydrated crust and mantle in the subducting Pacific slab beneath Hokkaido, Japan: Evidence for dehydration embrittlement as a cause of intraslab earthquakes, *Gondwana Res.*, **16**, 470-481, doi:10.1016/j.gr.2008.12.010.
- Nakajima, J., F. Hirose, and A. Hasegawa (2009b), Seismotectonics beneath the Tokyo metropolitan area, Japan: Effect of slab-slab contact and overlap on seismicity, *J. Geophys. Res.*, **114**, B08309, doi:10.1029/2008JB006101.
- Nakajima, J., Y. Tsuji, and A. Hasegawa (2009c), Seismic evidence for thermally-

- controlled dehydration reaction in subducting oceanic crust, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L03303, doi:10.1029/2008GL036865.
- Nakajima, J., A. Hasegawa, and S. Kita (2011), Seismic evidence for reactivation of a buried hydrated fault in the Pacific slab by the 2011 M9.0 Tohoku earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L00G06, doi:10.1029/2011GL048432.
- Nakajima, J., S. Hada, E. Hayami, N. Uchida, A. Hasegawa, S. Yoshioka, T. Matsuzawa, and N. Umino (2013), Seismic attenuation beneath northeastern Japan: Constraints on mantle dynamics and arc magmatism, *J. Geophys. Res.*, **118**, 5838-5855, doi:10.1002/20013JB010388.
- Nakanishi, A., E. Kurashimo, Y. Tasumi, H. Yamaguchi, S. Miura, S. Kodaita, K. Obana, N. Takahashi, T. Tsuru, Y. Kaneda, T. Iwasaki, and N. Hirata (2009), Crustal evolution of the southwestern Kuril Arc, Hokkaidou Japan, deduced from seismic velocity and geochemical structure, *Tectonophysics*, **472**, 105-123.
- Noriega, R., A. Ugalde, A. Villasenor, and M.J. Jurado (2015), Spatial Variation of *Lg*-Wave Attenuation in the Iberian Peninsula, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **105**, doi:10.1785/0120140045.
- Obara, K., and H. Sato (1988), Existence of an S wave reflector near the upper plane of the double seismic zone beneath the southern Kanto District, Japan, *J. Geophys. Res.*, **93**, 15037-15045.
- Obara, K., K. Kasahara, S. Hori, and Y. Okada (2005), A densely distributed high-sensitivity seismograph network in Japan: Hi-net by National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 021301, doi:org/10.1063/1.1854197.
- Ohkura, T. (2000), Structure of the upper part of the Philippine Sea plate estimated by later phases of upper mantle earthquakes in and around Shikoku, Japan. *Tectonophysics*, **321**, 17-36.
- Paige, C.C. and M.A. Saunders (1982), LSQR: An algorithm for sparse linear equations and sparse least squares, *ACM Trans. Math. Softw.*, **8**, 43-71.
- Peacock, S.M., and K. Wang (1999), Seismic consequences of warm versus cool subduction metamorphism: examples from southwest and northeast Japan, *Science*, **286**, 937, doi:10.1126/science.286.5441.937.
- Peacock, S.M., N.I. Christensen, M.G. Bostock, and P. Audet (2011), High pore pressures and porosity at 35 km depth in the Cascadia subduction zone, *Geology*, **39**, 471-474, doi:10.1130/G31649.1.
- Rautian, T.G. and V.I. Khalturin (1978), The use of the coda for determination of the earthquake source spectrum, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 923-948.
- Reynolds, A.C. (1978), Boundary conditions for the numerical solution of wave propagation problems, *Geophysics*, **43**, 1099-1110, doi: 10.1190/1.1440881.
- Rondenay, S., G.A. Abers (2008), and P.E. van Keken, Seismic imaging of subduction zone metamorphism, *Geology*, **36**, 275-278, doi:10.1130/G24112A.1.
- Saita, H., J. Nakajima, T. Shiina, and J-I. Kimura (2015), Slab-derived fluids, fore-

- arc hydration, and sub-arc magmatism beneath Kyushu, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 1685-1693.
- 斎藤正徳 (2009) , 地震波動論 , 東京大学出版 .
- Sato, T., and T. Hirasawa (1973), Body wave spectra from propagating shear cracks, *J. Phys. Earth*, **21**, 415-431.
- 佐藤良輔 (1989) , 日本の地震断層パラメータ・ハンドブック , 鹿島出版会 .
- Sato, H. (1977), Energy propagation including scattering effects single isotropic scattering approximation, *J. Geophys. Earth*, **25**, 27-41.
- Sato, H. (1991), Study of seismogram envelopes based on scattering by random inhomogeneities in the lithosphere: A review, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **67**, 4-19.
- Sato H., M.C. Fehler, T. Maeda (2012), Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth, 2nd edn. Springer, New York.
- Schmidt M.W. and S. Poli (1998), Experimentally based water budgets for dehydrating slabs and consequences for arc magma generation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **163**, 361-379.
- Schmerr, N. (2012), The Gutenberg discontinuity: melt at the Lithosphere-Asthenosphere boundary, *Science*, **335**, 1480, doi:10.1126/science.1215433.
- 椎名高裕 (2013) , 東北地方に沈み込む太平洋スラブの地震波速度構造 , 東北大学修士論文 .
- Shiina, T., J. Nakajima, and T. Matsuzawa (2013), Seismic evidence for high pore pressures in the oceanic crust: implications for fluid-related embrittlement, *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 2006-2010, doi:10.1002/grl/50468.
- Shiina, T., J. Nakajima, G. Toyokuni, and T. Matsuzawa (2014), Guided wave observations and evidence for the low-velocity subducting crust beneath Hokkaido, northern Japan, *Earth, Planets and Space*, **66**, 69, doi:10.1186/1880-5981-66-69.
- 清水信之, 前田 丞 (1978) . 日高山脈直下の浅発地震で見られる顕著な相について , 地震 2 , 32 , 149-163 .
- 清水信之, 前田 丞 (1980) , 上杵臼で観測された顕著な相の解析 , 地震 2 , 33 , 141-155 .
- Shito, A., S. Karato, and J. Park (2004), Frequency dependence of  $Q$  in Earth's upper mantle inferred from continuous spectra of body waves, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L12603, doi:10.1029/2004GL019582.
- Shito, A., Suetsugu, D., Furumura, T., Sugioka, H., and Ito, A. (2013), Small-scale heterogeneities in the oceanic lithosphere inferred from guided waves, *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 1708-1712, doi:10.1002/grl.50330.
- Sochacki, J., R. Kubichek, J.H. George, W.R. Fletcher, and S.B. Smithson (1987), Absorbing boundary conditions and surface waves, *Geophysics*, **52**, 60-71, doi:10.1190/1.1442241.
- Song, T.R.A., and Y. Kim (2002), Localized seismic anisotropy associated with long-term slow-slip events beneath southern Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L09308, doi:10.1029/2012GL051324.
- Stachnik, J.C., G.A. Abers, and D.H. Christensen (2004), Seismic attenuation and

- mantle wedge temperatures in the Alaska subduction zone, *J. Geophys. Res.*, **109**, B10304, doi:10.1029/2004JB003018.
- Syracuse, E.M., and G.A. Abers (2006), Global compilation of variations in slab depth beneath arc volcanoes and implications, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **7**, Q05017, doi:10.1029/2005GC001045.
- Takahashi, N., S. Kodaira, T. Tsuru, J.O. Park, Y. Kaneda, K. Suyehiro, H. Kinoshita, S. Abe, M. Nishino, and R. Hino (2004), Seismic structure and seismogenesis off Sanriku region, northeastern Japan, *Geophys. J. Int.*, **159**, 129-145, 2004, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02350.x.
- Takahashi, T., H. Sato, M. Ohtake and K. Obara (2005), Scale-dependence of apparent stress for earthquakes along the subducting Pacific Plate in Northeastern Honshu, Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **95**, 1334-1345, doi:10.1785/0120040075.
- Takahashi, T., H.Sato, T.Nishimura and K.Obara (2009), Tomographic inversion of the peak delay times to reveal random velocity fluctuations in the lithosphere: method and application to northeastern Japan, *Geophys. J. Int.*, **178**, 1437-1455, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04227.x
- Takahashi, T., K. Obana, Y. Yamamoto, A. Nakanishi, S. Kodaira, and Y. Kaneda (2013), The 3-D distribution of random velocity inhomogeneities in southwestern Japan and the western part of the Nankai subduction zone, *J. Geophys. Res.*, **118**, 2246-2257, doi:10.1002/jgrb.50200.
- Takei, Y. (2002), Effect of pore geometry on  $V_p/V_s$ : From equilibrium geometry to crack. *J. Geophys. Res.*, **107**, 2043, 10.1029/2001JB000522.
- Takemura, S., and K. Yoshimoto (2014), Strong seismic wave scattering in the low-velocity anomaly associated with subduction of oceanic plate, *Geophys. J. Int.*, **197**, 1016-1032, doi:10.1093/gji/ggu31.
- Takemura, S., T. Furumura, and T. Saito (2009), Distortion of the apparent S-wave radiation pattern in the high-frequency wavefield: Tottori-ken Seibu, Japan, earthquake of 2000, *Geophys. J. Int.*, **178**, 950-961.
- Takemura, S., K. Yoshimoto, and T. Tonegawa (2015), Velocity increase in the uppermost oceanic crust of subducting Philippine Sea plate beneath the Kanto region due to dehydration inferred from high-frequency trapped  $P$  waves, *Earth, Planets and Space*, **67**, 41, doi:10.1186/s4063-015-0210-6.
- Tatsumi, Y., 1986. Formation of volcanic front in subduction zones. *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 717-720.
- Tonegawa, T., K. Hirahara, T. Shibutani, and N. Fujii (2006), Lower slab boundary in the Japan subduction zone, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **247**, 101-107.
- Tsuji, Y., J. Nakajima, and A. Hasegawa (2008), Tomographic evidence for hydrated oceanic crust of the Pacific slab beneath northeastern Japan: Implications for water transportation in subduction zones, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L14308, doi:10.1029/2008GL034461.
- Tsumura, N., A. Hasegawa and S. Horiuchi (1996), Simultaneous estimation of atten-

- uation structure, source parameters and site response spectra - Application to the northeastern part of Honshu, Japan, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **93**, 105-121, doi:10.1016/0031-9201(95)03091-3.
- Tsumura, N., H. Ikawa, T. Ikawa, M. Shinohara, T. Ito, K. Arita, T. Moriya, G. Kimura, and T. Ikawa (1999), Delamination-wedge structure beneath the Hidaka collision zone, central Hokkaido, Japan inferred from seismic reflection profiling. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1057-1060.
- Tsumura, N., S. Matsumoto, S. Horiuchi, and A. Hasegawa (2000), Three-dimensional attenuation structure beneath the northeastern Japan arc estimated from spectra of small earthquakes, *Tectonophysics*, **319**, 241-260, doi:10.1016/S0040-1951(99)00297-8.
- Uchida, N., T. Matsuzawa, W. L. Ellsworth, K. Imanishi, T. Okada, and A. Hasegawa (2007), Source parameters of a M 4.8 and its accompanying repeating earthquakes off Kamaishi, NE Japan: Implications for the hierarchical structure of asperities and earthquake cycle, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L20313, doi:10.1029/2007GL031263.
- Uchide, T., P.M. Shearer, and K. Imanishi (2014), Stress drop variations among small earthquakes before the 2011 Tohoku-oki, Japan, earthquake and implications for the main shock, *J. Geophys. Res.*, **119**, 7164-7174, doi:10.1002/2014JB010943.
- 上野寛, 畠山信一, 明田川保, 舟崎淳, 浜田信生 (2002), 気象庁の震源決定方法の改善 浅部速度構造と重み関数の改良, 験震時報, **65**, 123-134.
- 海野徳二, 松澤暢, 長谷川昭 (1990), 東北日本弧の深発地震にみられる P 波の後続波, 日本地震学会 1990 年大会予稿集.
- Umino, N., and A. Hasegawa, and T. Matsuzawa (1995), *sP* depth phase at small epicentral distances and estimated subducting plate boundary, *Geophys. J. Int.*, **120**, 356-366.
- Utsu, J. (1966), Regional Differences in absorption of seismic waves in the upper mantle as inferred from abnormal distributions of seismic intensities, *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser: VII*, **2**, 359-374.
- Utsu, J. and H. Okada (1968), Anomalies in seismic wave velocity and attenuation associated with a deep earthquake zone (II), *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser: VII*, **3**, 65-84.
- van Keken, P.E., A. Davaille, and J. Vatterville (2013), Dynamics of a laminar plume in a cavity: The influence of boundaries on the steady state stem structure, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **14**, 158-178, doi:10.1029/2012GC004383.
- Virieux, J. (1984), *SH*-wave propagation in heterogeneous media: velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **49**, 1933-1942.
- Virieux, J. (1986), *P-SV* wave propagation in heterogeneous media: velocity-stress finite -difference method, *Geophysics*, **51**, 889-901.
- Wada, I., and K. Wang (2009), Common depth of slab-mantle decoupling: reconciling diversity and uniformity of subduction zones, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **10**,

Q10009. doi:10.1029/2009GC002570.

- Wada, I., J. He, A. Hasegawa, and J. Nakajima (2015), Mantle wedge flow pattern and thermal structure in Northeast Japan: Effects of oblique subduction and 3-D slab geometry, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **426**, 76-88, doi:10.1016/j.epsl.2015.06.021.
- Wang, K (2002), Unbending combined with dehydration embrittlement as a cause for double and triple seismic zones, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1889, doi:10.1029/2002GL015441.
- Wilson, C.R., M. Spiegelman, P.E. van Keken, and B.R. Hacker (2014), Fluid flow in subduction zones: The role of solid rheology and compaction pressure, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **401**, 261-274.
- Wu, J., and J.A. Hole (2011), Refraction of fault-zone guided seismic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **101**, 1674-1682, doi:10.1785/0120100024.
- Xie, J. and O.W. Nuttli (1988), Interpretation of high frequency coda at large distances: stochastic modeling and method of inversion, *Geophysical Journal*, **95**, 579-595.
- Yagi, Y., A. Nakao, and A. Kasahara (2012), Smooth and rapid slip near the Japan Trench during the 2011 Tohoku-oki earthquake revealed by a hybrid back-projection method, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **355-356**, 94-101.
- Yamasaki, T., and Seno, T. (2003), Double seismic zone and dehydration embrittlement of the subducting slab, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2212, doi:10.1029/2002JB001918.
- Yoshimoto, K., H. Sato, and M. Ohtake (1993), Frequency-dependent attenuation of P and S waves in the Kanto area, Japan, based on the coda-normalization method, *Geophys. J. Int.*, **114**, 165-174.
- Yoshino, T., Y. Nishihara, and S. Karato (2007), Complete wetting of olivine grain boundaries by a hydrous melt near the mantle transition zone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **256**, 466-472, doi:10.1016/j.epsl.2007.02.002
- Zhang, H., C.H. Thurber, D. Shelly, S. Ide, G.C. Beroza and A. Hasegawa (2004), High-resolution subducting-slab structure beneath northern Honshu, Japan, revealed by double-difference tomography, *Geology*, **32**, 361-364, doi:10.1130/G20261.2.
- Zhao, D., A. Hasegawa, and S. Horiuchi (1992), Tomographic imaging of P and S wave velocity structure beneath northeastern Japan, *J. Geophys. Res.*, **97**, 19909-19928, doi:10.1029/92JB00603.
- Zhao, D., T. Matsuzawa, and A. Hasegawa (1997), Morphology of the subducting slab boundary in the northeastern Japan arc, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **102**, 89-104, doi:10.1016/S0031-9201(96)03258-X.
- Zhao, D., Z. Huang, N. Umino, A. Hasegawa, and H. Kanamori (2011), Structural heterogeneities in the megathrust zone and mechanism of the 2011 Tohoku-oki earthquake (Mw 9.0), *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L17308.